Tome 19 SUPPLÉMENT AU N° 7 Juillet 1958

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUR LE CALCUL DES LIGNES A IMPÉDANCE VARIABLE DE FAÇON CONTINUE

Par A. V. J. MARTIN et F. J. YOUNG [1].

Résumé. — On indique deux méthodes générales de calcul, applicables à tout type de ligne de transmission ayant une impédance linéaire quelconque. L'équivalence acoustique est indiquée. On montre que les difficultés d'exécution des calculs sont indépendantes de l'impédance de charge ou de la fonction de variation de l'impédance de la ligne, et que par conséquent le calcul est également simple pour toutes les lignes à espacement variable ou lignes divergentes. La première méthode donne l'impédance en fonction de la longueur de la ligne pour une fréquence fixe ; la seconde donne l'impédance en fonction de la fréquence pour une longueur fixe. On étudie la précision et la rapidité des méthodes, et on calcule quelques exemples typiques pour illustrer le mode de calcul.

La première méthode se prête particulièrement bien au calcul à l'aide des machines électroniques, et le développement de la technique est fait en fonction de cette commodité.

Abstract. — Two general methods which are applicable to acoustical and electrical tapered transmission lines are devised for the calculation of the impedance presented by the line and its load. It is shown that the difficulties encountered in executing these methods are not dependent upon the taper function or the load impedance of the line. With the methods of this paper the calculation of the impedance of tapered structures is greatly simplified. The first method yields impedance as a function of the line for a fixed frequency and the second gives the impedance versus frequency for a fixed length of line. The accuracy and speed of the methodsis investigated and several non-trivial examples are worked out to illustrate the procedure.

Introduction. — Les lignes de transmission à impédance continuellement variable sans discontinuité, appelées par la suite lignes divergentes au bénéfice de la concision, ont depuis des années suscité l'intérêt des spécialistes de l'acoustique ou de l'électricité. Électriquement, elles sont employées comme transformateurs d'impulsion, pour coupler des circuits d'impédance différentes, et peuvent être utilisées pour produire des impulsions de formes diverses. De telles lignes sont analogues aux cornets ou pavillons acoustiques, dont la section droite varie en fonction de l'abscisse axiale [1]. La terminologie acoustique de cornets ou pavillons est également utilisée en hyperfréquences. De nombreuses tentatives d'analyse mathématique des lignes divergentes ont été faites, sur la base du régime permanent en courant alternatif [2 à 14].

La méthode usuelle est de calculer la tension et le courant en chaque point de la ligne, c'est-à-dire leur distribution, sous forme d'une série infinie dont les coefficients sont fonction de l'impédance nominale variable de la ligne et de son admittance. Le rapport de la tension au courant donne alors l'impédance cherchée.

Comme on peut désirer connaître l'impédance sans se préoccuper de la distribution du courant ou de la tension, on a établi des méthodes qui donnent directement l'impédance [12, 15]. Cependant, ces méthodes ne sont pratiquement d'un emploi commode que pour un nombre limité de cas particuliers.

Le but de cette étude est d'établir une méthode générale de calcul direct de l'impédance, simple à appliquer quel que soit le type de ligne considéré. Deux méthodes différentes sont proposées. La pre-

(1) Tous deux Ass. Prof. of Electrical Engineering, Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, U. S. A.

Note. — Ce travail a été partiellement financé par le Contrat No-M 760(09), Office of Naval Research.

m ière fait appel à la méthode de Runge-Kutta pour résoudre les équations différentielles et donne l'impédance en fonction de la longueur de la ligne. La seconde méthode s'éloigne résolument de la procédure habituelle et considère une approximation de la ligne étudiée par une succession de tronçons de lignes ordinaires à impédance constante (lignes « parallèles »). On obtient aisément ainsi l'impédance en fonction de la fréquence. Cette seconde technique constitue en fait une méthode d'approximations successives ou de convolution.

La première méthode est d'emploi commode avec une calculatrice électronique.

Équivalence acoustique. — Le problème équivalent des cornets acoustiques peut être traité dans sa généralité. Dans la majorité des cas, la configuration physique est telle que l'on a une symétrie de révolution et qu'en coupant le pavillon par un plan contenant l'axe on est ramené à un problème plan. Nombre de cornets étant repliés, on procède au préalable à une rectification imaginaire de l'axe.

Les équations obtenues dans cette étude sont directement applicables aux systèmes acoustiques si l'on emploie des définitions convenables pour les paramètres acoustiques, de façon à utiliser directement les équivalences électriques. Ces définitions sont les suivantes, au nombre de deux seulement.

1. *Capacitance acoustique* C_A

$$C_A = V/\rho c^2$$

avec
- V : volume en cm³ ;
- c : célérité du son en cm/sec ;
- ρ : densité du milieu en g/cm .

2. *Inductance acoustique* L_A

$$L_A = m/S^2$$

avec
- m : masse en grammes ;
- S : section droite, en cm², sur laquelle s'exerce la pression appliquée.

Solution par la méthode de Runge-Kutta. — L'équation différentielle qui décrit l'impédance est bien connue [1, 15]. Elle s'écrit

$$\frac{dZ}{dx} = Z_L(x) - Y_L(x)\, Z^2. \tag{1}$$

C'est une équation différentielle du premier ordre de la variable complexe Z, du type de Riccatti. Elle ne peut avoir une solution finie que dans un nombre limité de cas.

On peut immédiatement éliminer la variable complexe en séparant l'équation (1) en deux équations simultanées à variables réelles. Dans une ligne avec pertes

$$Z_L(x) = R(x) + j\omega L(x) \tag{2}$$

$$Y_L(x) = g(x) + j\omega C(x) \tag{3}$$

$$Z = A + jB. \tag{4}$$

En portant ces valeurs dans (1), on obtient

$$\frac{dA}{dx} = R(x) - g(x)\,(A^2 - B^2) - 2\omega C(x)\, AB \tag{5}$$

$$\frac{dB}{dx} = -\, 2g(x)\, AB + \omega L(x) - \omega C(x)\,(A^2 - B^2). \tag{6}$$

De plus, les conditions aux limites sont

$$A(0) = r \qquad \text{et} \qquad B(0) = x.$$

Les deux équations (5) et (6) sont résolues numériquement par la méthode de Runge-Kutta qui se prête commodément au calcul à l'aide des machines électroniques. Essentiellement, cette méthode résout l'équation

$$\frac{dY}{dX} = f(X, Y) \tag{7}$$

en donnant une nouvelle valeur de $Y(X)$ calculée à partir de $Y(X - \Delta X)$. Le processus commence avec la valeur initiale de Y et procède par récurrence [16]. La formule du quatrième ordre pour la valeur suivante de Y est

$$Y_{n+1} = Y_n + \frac{1}{6}(m_1 + 2m_2 + 2m_3 + m_4) \tag{8}$$

avec

$$m_1 = \Delta X\, f(X_n, Y_n) \tag{9}$$

$$m_2 = \Delta X\, f\Big(X_n + \frac{1}{2}\Delta X, \quad Y_n + \frac{1}{2} m_1\Big) \tag{10}$$

$$m_3 = \Delta X\, f\Big(X_n + \frac{1}{2}\Delta X, \quad Y_n + \frac{1}{2} m_2\Big) \tag{11}$$

$$m_4 = \Delta X\, f(X_n + \Delta X, \quad Y_n + m_3). \tag{12}$$

La valeur initiale est

$$Y_0 = Y(X = 0).$$

La méthode de Runge-Kutta peut être adaptée, par des transformations connues, à la solution des équations (5) et (6). Pour ces équations

$$A_{n+1} = A_n + \frac{1}{6}(a_1 + 2a_2 + 2a_3 + a_4) \tag{13}$$

$$B_{n+1} = B_n + \frac{1}{6}(b_1 + 2_2 + 2b_3 + b_4) \tag{14}$$

avec

$$a_1 = \Delta x[R(n\Delta x) - g(n\Delta x)\,(A_n^2 - B_n^2) + 2\omega C(n\Delta x)\, A_n\, B_n] \tag{15}$$

$$b_1 = \Delta x[-\, 2g(n\Delta x)\, A_n\, B_n + \omega L(n\Delta x) - \omega C(n\Delta x)\,(A_n^2 - B_n^2)] \tag{16}$$

$$a_2 = \Delta x \left\{ R\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right] - g\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_1\right)^2 - \left(B_n+\frac{1}{2}b_1\right)^2\right] + 2\omega C\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_1\right)\left(B_n+\frac{1}{2}b_1\right)\right]\right\} \quad (17)$$

$$b_2 = \Delta x \left\{ -2g\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_1\right)\left(B_n+\frac{1}{2}b_1\right)\right] + \omega L\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right] - \omega C\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_1\right)^2 - \left(B_n+\frac{1}{2}b_1\right)^2\right]\right\} \quad (18)$$

$$a_3 = \Delta x \left\{ R\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right] - g\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_2\right)^2 - \left(B_n+\frac{1}{2}b_2\right)^2\right] + 2\omega C\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_2\right)\left(B_n+\frac{1}{2}b_2\right)\right]\right\} \quad (19)$$

$$b_3 = \Delta x \left\{ -2g\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_2\right)\left(B_n+\frac{1}{2}b_2\right)\right] + \omega L\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right] - \omega C\left[\left(n+\frac{1}{2}\right)\Delta x\right]\left[\left(A_n+\frac{1}{2}a_2\right)^2 - \left(B_n+\frac{1}{2}b_2\right)\right]\right\} \quad (20)$$

$$a_4 = \Delta x \{ R[(n+1)\Delta x] - g[(n+1)\Delta x][(A_n+a_3)^2 - (B_n+b_3)^2] + 2\omega C[(n+1)\Delta x][(A_n+a_3)(B_n+b_3)] \} \quad (21)$$

$$b_4 = \Delta x \{ -2g[(n+1)\Delta x][(A_n+a_3)(B_n+b_3)] + \omega L[(n+1)\Delta x] - \omega C[(n+1)\Delta x][(A_n+a_3)^2 - (B_n+b_3)^2] \}. \quad (22)$$

A l'examen des équations (13) et (14) il est évident que cette méthode donne directement l'impédance en fonction de la distance à fréquence fixe. Elle est donc particulièrement utile pour calculer des familles de courbes

impédance = f (distance)

avec la fréquence comme paramètre.

Vérification expérimentale. — Cette méthode a été appliquée au calcul d'une ligne exponentielle disponible. Pour cette ligne

$$C(x) = C_0\, e^{\alpha x} \quad (23)$$

$$L(x) = L_0\, e^{-\alpha x} \quad (24)$$

$$R(x) = g(x) = 0 \quad (25, 26)$$

avec les valeurs numériques suivantes

$C_0 = 10^{-10}$ farad par pouce

$L_g = 10^{-6}$ henry par pouce

α = 0,5 par pouce

et on a choisi

Δx = 0,05 pouce.

La ligne est chargée à $x = 0$ avec une impédance $(10 + j\,10)$. La fréquence adoptée est 16,4 mégahertz.

Les résultats du calcul apparaissent figure 1. Comme la ligne exponentielle est susceptible d'une solution exacte [7, 8, 15] on a aussi calculé les valeurs exactes par la méthode classique. La solu-

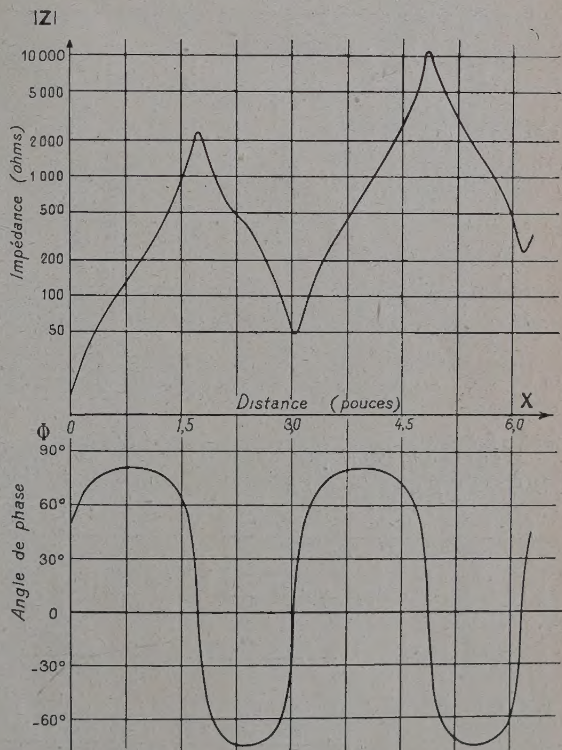


Fig. 1. — Impédance en fonction de la distance par la méthode de Runge-Kutta.

tion par la méthode de Runge-Kutta dévie de la solution exacte par au plus 0,0003 %. Les calculs ont été exécutés à l'aide d'une machine électronique IBM 650 en vingt minutes, au cours desquelles 100 valeurs d'impédance ont été obtenues. S'il est inutile d'obtenir une telle précision, on peut accroître Δx et l'on bénéficie alors d'un temps de calcul plus réduit.

Méthode de l'escalier. — La méthode de l'escalier ou par approximation est entièrement différente et ne fait même pas appel à l'équation (1). On cherche au contraire à éliminer l'équation de Riccatti, puisque dans le cas général on ne peut pas trouver de solution finie. Pour cela, on décompose la ligne divergente en tronçons de lignes parallèles, ainsi qu'il est indiqué en figure 2, et l'on obtient une ligne en escalier. Les tronçons sont connectés bout à bout de sorte que l'impédance caractéristique vue en tout point de la ligne en escalier est approximativement égale à l'impédance caractéristique de la ligne divergente en ce point. L'impédance Z_1 qui apparaît à l'entrée de la ligne en escalier lorsque l'on regarde vers la charge à travers la première marche d'escalier est calculée selon la méthode ordinaire pour les lignes de transmission parallèles classiques. Cette impédance est ensuite utilisée comme charge pour la deuxième marche, pour

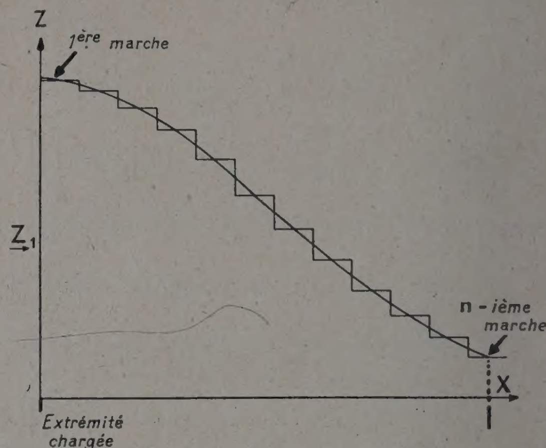


Fig. 2. — Approximation d'une ligne divergente par une ligne en escalier.

laquelle on calcule Z_2, et ainsi de suite, jusqu'à Z_n.

La formule de récurrence utilisée est (17)

$$Z_{i+1} = \frac{Z_i + Z_{0i} \tanh \gamma_i x}{Z_{0i} + Z_i \tanh \gamma_i x} . Z_{0i} \tag{27}$$

avec

$$Z_{0i} = \sqrt{\frac{R_i + j\omega L_i}{g_i + j\omega C_i}} = R_{0i} + jX_{0i} \tag{28}$$

$$\gamma_i = \sqrt{(R_i + j\omega L_i)(g_i + j\omega C_i)} = \alpha_i + j\beta_i \tag{29}$$

$$\alpha_i = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_i^2 + \omega^2 L_i^2)(g_i^2 + \omega^2 C_i^2)} + R_i g_i - \omega^2 L_i C_i\right]} \tag{30}$$

$$\beta_i = \sqrt{\frac{1}{2}\left[\sqrt{(R_i^2 + \omega^2 L_i^2)(g_i^2 + \omega^2 C_i^2)} - R_i g_i + \omega^2 L_i C_i\right]} . \tag{31}$$

L'équation (27), qui contient nombre de quantités complexes, n'est pas directement utilisable. On procède alors à la séparation des parties réelle et imaginaire, ce qui donne

$$A_{i+1} = \frac{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)[R_{0i}(A_i + R_{0i} \rho_i - x_{0i} \sigma_i) - x_{0i}(B_i + x_{0i} \rho_i + R_{0i} \sigma_i)]}{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)^2 + (x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)^2} + \frac{(x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)[x_{0i}(A_i + R_{0i} \rho_i - x_{0i} \sigma_i) + R_{0i}(B_i + x_{0i} \rho_i + R_{0i} \sigma_i)]}{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)^2 + (x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)^2} \tag{32}$$

$$B_{i+1} = \frac{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)[x_{0i}(A_i + R_{0i} \rho_i - x_{0i} \sigma_i) + R_{0i}(B_i + x_{0i} \rho_i + R_{0i} \sigma_i)]}{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)^2 + (x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)^2} - \frac{(x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)[R_{0i}(A_i + R_{0i} \rho_i - x_{0i} \sigma_i) - x_{0i}(B_i + x_{0i} \rho_i + R_{0i} \sigma_i)]}{(R_{0i} + A_i \rho_i - \sigma_i B_i)^2 + (x_{0i} + B_i \rho_i + \sigma_i A_i)^2} \tag{33}$$

avec

$$A_{i+1} = \mathcal{R}e(Z_{i+1}) \tag{34}$$

$$B_{i+1} = \mathcal{I}m(Z_{i+1}) \tag{35}$$

$$\rho_i = \mathcal{R}e[\tanh(\alpha_i x + j\beta_i x)] = \frac{\tanh \alpha_i x \sec^2 \beta_i x}{1 + \tanh^2 \alpha_i x \tan^2 \beta_i x} \tag{36}$$

$$\sigma_i = \mathcal{I}m[\tanh(\alpha_i x + j\beta_i x)] = \frac{\tanh \beta_i x \operatorname{sech}^2 \alpha_i x}{1 + \tanh^2 \alpha_i x \tan^2 \beta_i x}. \tag{37}$$

Les équations (32) et (33) sont appliquées à répétition pour obtenir l'impédance vue lorsque l'on regarde vers la charge à travers la $(i + 1)$ ème marche. Cette méthode de calcul a été appliquée à la ligne dont les caractéristiques ont été indiquées précédemment.

Vérification expérimentale. — Pour vérifier la convergence de l'approximation, on a répété les calculs pour un grand nombre de valeurs différentes de n, le nombre de marches de l'escalier. On a porté les résultats obtenus sur le graphite de la figure 3

Fig. 3. — Convergence de l'impédance en fonction du nombre de marches.

où l'on voit que l'impédance obtenue tend asymptotiquement vers l'impédance réelle lorsque n croît. Cela peut au reste être démontré mathématiquement [17].

A titre d'exemple, le calcul a été conduit avec 100 marches pour la ligne indiquée, afin d'indiquer l'utilité de la méthode (*fig.* 4). L'impédance est obtenue en fonction de la fréquence pour une longueur fixe. Le calcul de chaque valeur de l'impédance, pour la ligne à 100 marches, prend environ 2 minutes avec la calculatrice électronique IBM 650.

Les résultats obtenus montrent une erreur de 0,5 % sur la magnitude et de 3 % sur l'angle de phase de l'impédance.

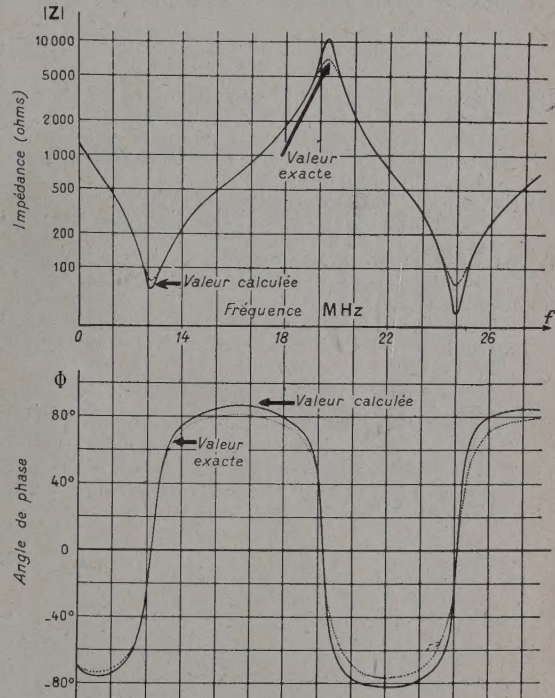
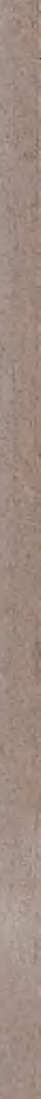


Fig. 4. — Impédance en fonction de la fréquence par la méthode de l'escalier.



Précision. — Il est impossible d'obtenir une relation qui lie la précision obtenue au nombre de marches n, car cette précision dépend de la rapidité de variation de l'impédance de la ligne divergente en fonction de la distance, et aussi de la fréquence. Toutefois, on peut voir à l'examen de la figure 3 que pour réduire l'erreur de moitié il est nécessaire de grossièrement décupler le nombre de marches. Cela pointe vers la méthode pratique. Pour une ligne donnée, on choisit arbitrairement un nombre de marches n, d'autant plus grand que l'impédance varie plus rapidement. L'expérience s'acquiert très rapidement. De toute manière, le calcul fait, on double le nombre de marches et on recommence. Au bout de très peu d'opérations, il

devient évident que l'on a atteint la zone de convergence lente, et qu'il est pratiquement inutile d'aller plus loin.

Conclusion. — Deux méthodes de calcul de l'impédance d'une ligne divergente ont été établies. Toutes deux peuvent être utilisées dans le cas général et fournir la précision que l'on désire. Il est remarquable que pratiquement n'importe quelle forme de divergence puisse être considérée sans accroître la difficulté de calcul. Cependant, pour une précision déterminée, le nombre de marches dépend de la rapidité de variation de l'impédance. Par suite, le temps nécessaire pour obtenir l'impédance, à précision donnée, dépend de la divergence de la ligne. C'est là une limitation triviale qui s'applique à presque tous les calculs numériques.

Les méthodes indiquées se prêtent aisément à la manipulation par les calculatrices électroniques. De plus, on peut employer les mêmes formules pour le calcul manuel et obtenir ainsi une approximation grossière, souvent suffisante pour nombre d'applications pratiques. Enfin, la méthode en escalier est applicable non seulement au calcul de l'impédance, mais encore à la réponse aux transitoires d'une ligne divergente.

Manuscrit reçu le 15 mars 1958.

RÉFÉRENCES

[1] Scibor-Marchocki (R.), Analysis of hypex horns, *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1955, **27**, 939-946.

[2] Ravut (C.), Propagation des courants sinusoïdaux sur des lignes quelconques. *Rev. Gén. Electr.*, Paris, 192 , **7**, 611-615, n° 19.

[3] Carson (J. R.), Propagation of Periodic Currents Over Nonuniform Lines. *The Electrician*, London, 1921, **86**, 272-273, n° 10.

[4] Ballantine (S.), Nonuniform Lumped Electric Lines. *Franklin Inst.*, Philadelphia, 1927, **203**, 561-582.

[5] Arnold (J. W.) and Buchburger (P. F.), Sinusoidal Currents in Linearly Tapered Loaded Transmission Lines. *Proc. Instit. Radio Engrs*, New-York, 1931, **19**, 304-310.

[6] Starr (A. T.), The Nonuniform Transmission Line. *Ibid.*, 1932, **20**, 1052-1063.

[7] Burrows (C. R.), The Exponential Transmission Line. *Bell Syst. Tech. J.*, New York, 1938, **17**, 555-573.

[8] Wheeler (H. A.), Transmission Lines with Exponential Taper. *Proc. Inst. Radio Engrs*, New York, 1939, **27**, 65-71.

[9] Scott (H. J.), The Hyperbolic Transmission Line as Matching Section. *Proc. Inst. Radio Engrs*, New York, 1953, **41**, n° 11.

[10] Zin (G.), Equazioni Delle Onde Incidenti E Reflesse Nelle Linee Non Uniformi A Regime. *Alta Frequenza*, Milan, 1941, **10**, 149-178.

[11] Zin (G.), Sul Comportamente Delle Linee non Uniformi A Regime. *Ibid.*, 1941, **10**, 453-469.

[12] Salmon (V.), Generalized Plane Wave Horn Theory. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1946, **17**, 199-211.

[13] Salmon (V.), A New Family of Horns. *Ibid.*, 1946, **17**, 212-218.

[14] Olson (H. F.), Calcul de la ligne exponentielle. *R. C. A. Rev.*, 1937, **1**, 68.

[15] Pipes (L. A.), Computation of the Impedance of Nonuniform Lines by a Direct Method. *Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs*, 1956, **75**, n° 27, 551-554.

[16] Levy (H.) and Gaggott (E. A.), Numerical Solutions of Differential Equations. Dover Publications, Inc. 1780 Broadway, New York 19,

[17] Zin (G.), I Transitori Nella Linee non Uniformi. *Alta Frequenza*, Milan, 1941, **10**, 707-750.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1956, PAGE 71 A.

PORTES LINÉAIRES A TRANSISTORS

Par Louis PENEGE,
Laboratoire de Synthèse Atomique, Ivry.

Résumé. — La propriété qu'a un transistor de présenter, dans certaines conditions, une résistance interne très faible permet de l'utiliser dans les amplificateurs proportionnels à large bande :
1) Comme porte linéaire de grande efficacité
2) Pour la suppression des impulsions saturantes.

Abstract. — Description of circuits making use of the properties of transistors for the solution of some problems in electronics for nuclear physics.
1) Linear gates of high efficiency.
2) Suppression of saturating impulses in linear amplifiers.

A. **Caractéristiques d'une porte.** — Nous définirons deux modèles de portes :

1) Celles que l'on peut schématiser par un interrupteur monté en série dans la liaison entre deux étages amplificateurs — ou « porte série » — (*fig.* 1 a).

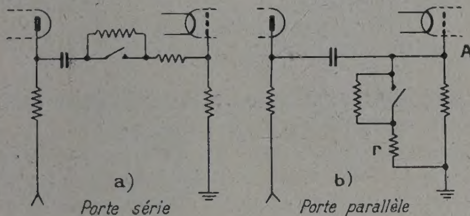


FIG. 1.

2) Celles que l'on peut schématiser par un interrupteur monté en parallèle sur la fuite de grille d'un étage — ou « portes parallèle — (*fig.* 1 b).

On peut définir l'efficacité e d'une porte comme étant, pour un signal d'entrée donné, le rapport des amplitudes de celui-ci transmis porte ouverte et porte fermée.

Pour des raisons de simplicité dans la réalisation, lorsque l'on veut respecter la linéarité dans la transmission des signaux, on est conduit à utiliser le principe des portes parallèles.

Dans le cas d'une porte parallèle

$$e = \frac{Z \text{ max}}{Z \text{ min}}$$

Z max et Z min étant les impédances entre le point A et la masse (*fig. Ib*), l'interrupteur étant ouvert et fermé. « Z min » est peu différent de la résistance de court circuit r.

D'autre part, dans un étage amplificateur devant transmettre une bande de fréquence déterminée

$$Z \text{ max} = \frac{k}{\text{largeur de bande}}$$

d'où

$$\text{largeur de bande} \times \text{efficacité} = \frac{k}{Z \text{ min}}.$$

Ce produit — largeur de bande par efficacité — est ce qui caractérise le mieux une porte. Ceci nous conduit, pour une efficacité de porte donnée, à chercher un « Z min » le plus faible possible si l'on veut utiliser la porte dans un ensemble à large bande.

B. **Résistance interne d'un transistor.** — Le réseau des caractéristiques de sortie d'un transistor à jontion, monté « en émetteur commun » est semblable à celui d'un tube à vide penthode ou tétrode

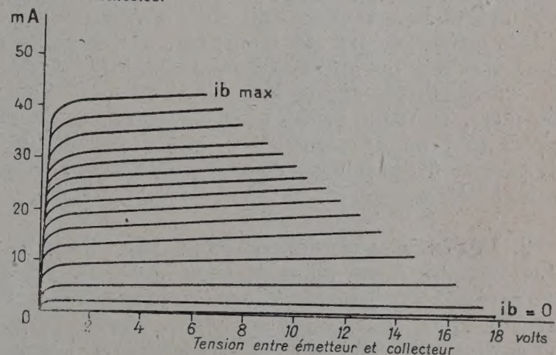


FIG. 2. — Réseau des caractéristiques
$I_c = f(V_c)$
d'un transistor connecté en « émetteur commun ». Le paramètre est le courant de base.

à faisceaux dirigés (*fig.* 2). Toutefois, les caractéristiques s'approchent beaucoup plus près de l'axe vertical. *Ce qui revient à dire que dans la région des faibles tensions d'anode ou de collecteur, la résistance interne d'un transistor tombe beaucoup plus bas que celle d'un tube à vide. Elle peut varier suivant le type de transistor de quelques ohms* (*courant de base*

maximum) *à quelques centaines de milliers d'ohms* (*base bloquée*).

C'est cette propriété de résistance interne très faible qui a été utilisée dans deux montages d'électronique, employés fréquemment dans les expériences de physique nucléaire, que nous allons décrire.

Remarquons que les transistors présentent sur les tubes penthodes ou tétrodes l'avantage suivant : la dissipation d'écran limite le fonctionnement de ces tubes dans la région de forts courants et faibles tensions d'anode.

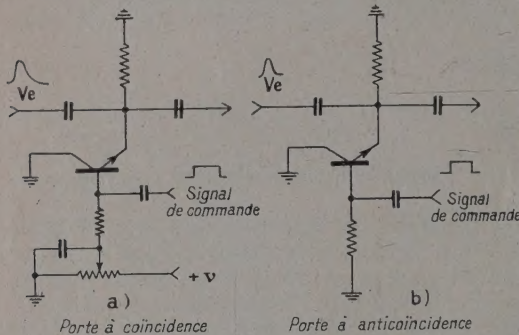


Fig. 3.

C. **Description des circuits utilisés.** — 1. Porte a coïncidence (*fig.* 3 a). — On applique en permanence, sur la base du transistor, une tension telle que le courant de base soit près du maximum admissible. L'impulsion d'entrée Ve est court-circuitée à la masse du fait de l'impédance très faible présentée par le transistor. Le signal de commande a pour effet de neutraliser la polarisation appliquée sur la base et de bloquer cette dernière. Pendant la durée de ce signal, le transistor se présente comme une impédance élevée. Il permet à l'impulsion d'entrée Ve d'être transmise à l'étage suivant.

2. Porte a anti-coïncidence (*fig.* 3 b). — Le transistor a son point de fonctionnement situé en permanence dans la région de « base bloquée ». Il se présente comme une impédance élevée. Toute impulsion d'entrée Ve est transmise à l'étage suivant. Le signal de commande amenant une polarisation positive sur la base reporte le point de fonctionnement du transistor dans la région où il se présente comme une faible impédance. L'impulsion d'entrée Ve en coïncidence avec le signal de commande est court-circuitée à la masse.

Ces deux montages ont été réalisés avec des transistors SYLVANIA 2N94A du type N. P. N. L'impulsion d'entrée Ve ne doit pas dépasser 20 volts positifs entre émetteur et collecteur, sinon elle risque de détériorer le transistor. Le signal de commande est de l'ordre de 0,5 volt. Pour une bonne stabilité dans les caractéristiques des portes, la température des transistors doit être maintenue constante aux environs de 25 °C.

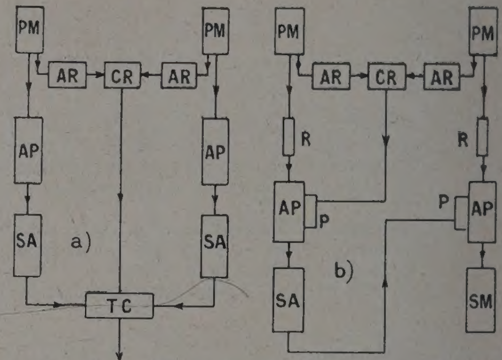


Fig. — 4. PM — Photomultiplicateur.
AR — Amplificateur à temps de montée rapide.
CR — Sélecteur à coïncidence rapide.
AP — Amplificateur proportionnel.
SA — Sélecteur d'amplitude à bande.
TC — Sélecteur à triple coïncidence.
SM — Sélecteur d'amplitude multicanaux.
R — Retard.
P — Porte linéaire.

D. **Première application : Porte linéaire montée dans un amplificateur à large bande.** — La figure 4 a représente une installation de physique nucléaire à deux photomultiplicateurs en coïncidence rapide avec sélection d'énergie dans les deux canaux.

Pour permettre un grand taux de comptage dans chaque canal et l'analyse du spectre en coïncidence par un sélecteur multicanal, l'appareillage de la figure 4 a a été remplacé par celui de la figure 4 b dans lequel les portes ne sont ouvertes que lors d'une coïncidence rapide. Les sélecteurs ne recevant que peu d'impulsions peuvent présenter

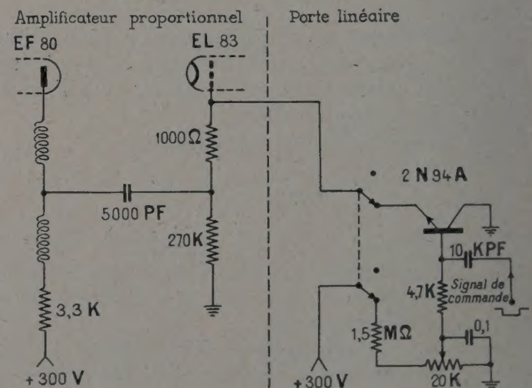


Fig. 5.

un temps de résolution important, ce qui est généralement le cas des sélecteurs multicanaux.

Le schéma des portes utilisées est le circuit à coïncidence de la figure 3 a, monté à l'intérieur des amplificateurs proportionnels sur un étage où l'amplitude des impulsions à analyser n'est que de quelques volts positifs.

Le schéma partiel de la réalisation est donné par la figure 5. Les deux portes sont semblables.

Les amplificateurs utilisés permettent d'analyser à leur sortie des impulsions proportionnelles jusqu'à 100 volts d'amplitude. La partie comprise entre l'étage où est montée la porte et la sortie a un gain de 50.

Les portes possèdent les caractéristiques suivantes :

a) Elles conservent la linéarité en amplitude des signaux transmis.

b) Elles conservent la forme de ces signaux. Temps de montée : $1{,}5.10^{-7}$ seconde.

c) Portes bloquées, on relève à la sortie des amplificateurs une amplitude résiduelle maximum de 1 volt.

d) Également à la sortie des amplificateurs, l'impulsion de commande seule laisse subsister une impulsion parasite de l'ordre de 0,5 volt.

Le seuil des sélecteurs d'analyse utilisés est de 2 volts.

Remarque. — On constate l'apparition d'un seuil dans la transmission des signaux, seuil dû à la porte, qui peut être de l'ordre de 2 à 3 volts à la sortie des amplificateurs.

E. **Deuxième application : Suppression des impulsions saturantes dans un amplificateur proportionnel.** — Un problème qui se présente souvent en physique nucléaire est l'analyse d'impulsions de faible amplitude en présence d'impulsions d'amplitude beaucoup plus grande. Les grandes impulsions se saturent dans les étages, créent des rebondissements et interdisent ainsi l'analyse des impulsions non saturées de basse énergie. Plusieurs solutions ont été proposées pour remédier à ce défaut, et ont donné lieu à la réalisation d'amplificateurs non saturables.

Nous avons utilisé, pour notre compte, le montage à anti-coïncidence de la figure 3 b. Ce circuit est monté à l'intérieur de l'amplificateur proportionnel sur un étage où l'amplitude des impulsions à analyser ne dépasse pas quelques volts positifs. Le transistor est commandé par un trigger —

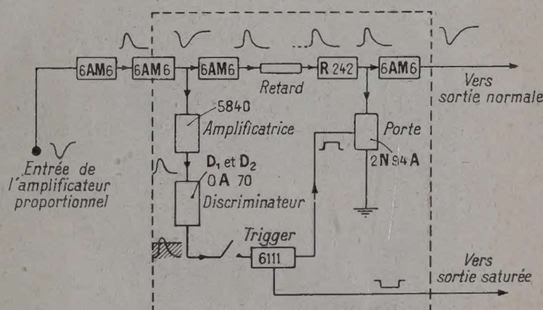


FIG. 6.

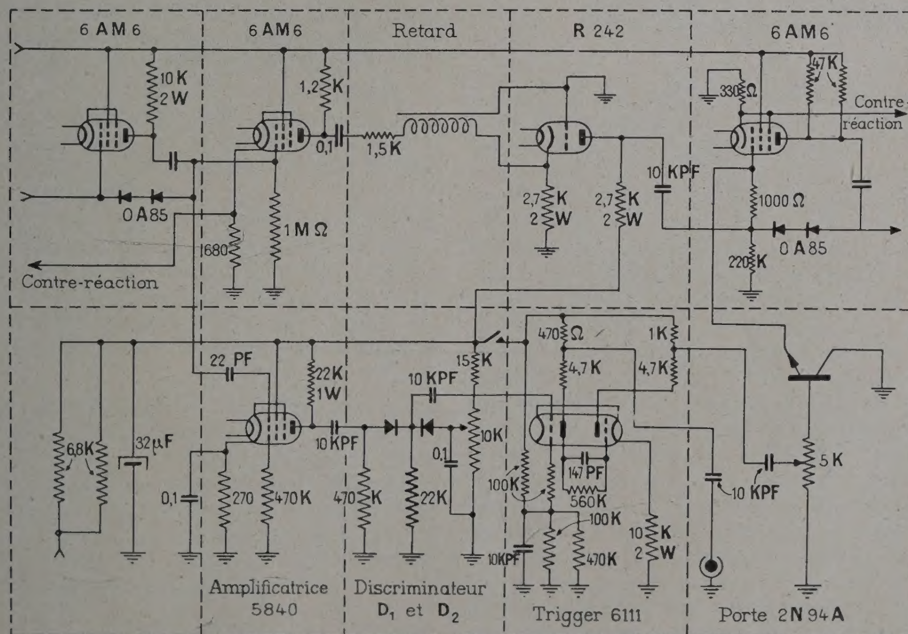


FIG. 7. — Réalisation de la partie en pointillé de la figure 6.

tube 6.111 — lui-même déclenché par les impulsions saturantes. Le trigger délivre une impulsion positive à flancs raides que l'on applique sur la base du transistor comme signal de commande. L'impulsion saturante qui a déclenché le trigger ayant été retardée convenablement dans l'amplificateur, est alors court-circuitée à la masse, au niveau de cet étage.

Pour pouvoir choisir dans le spectre des impulsions celles qui doivent être supprimées, un discriminateur à diodes D_1 et D_2 est placé entre la partie amplificatrice — tube 5.840 — et le trigger. Toute impulsion dépassant le seuil du discriminateur déclenche le trigger. On prélève une partie du signal délivré par celui-ci que l'on envoie sur une sortie séparée, ce qui permet de compter à part les impulsions supprimées et de contrôler, à tout moment, le taux de comptage enregistré par le compteur.

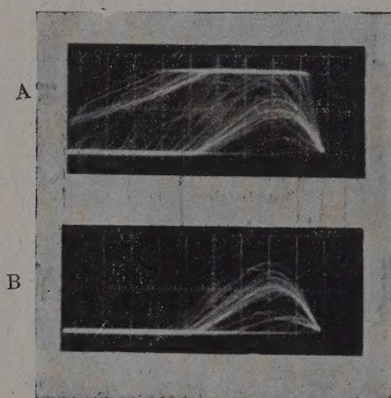


Fig. 8.

La figure 6 représente le schéma de principe de la réalisation décrite. La figure 7 est la réalisation de la partie en pointillé de la figure 6. Les photos d'oscillographe 8 A et 8 B, prises à la sortie de l'amplificateur, montrent la raie de 6 keV du ^{55}Fe, relevée avec un compteur proportionnel, en présence d'un grand nombre de coups dus au ^{60}Co. La photo 8 A a été prise sans le dispositif décrit. La photo 8 B, dans les mêmes conditions, mais avec ce dispositif, montre la suppression de toutes les impulsions saturées.

F. **Conclusion.** — L'emploi des transistors comme portes linéaires a permis d'améliorer les caractéristiques de deux installations de physique nucléaire existantes et d'élargir leurs possibilités. Ce principe de porte peut recevoir d'autres applications. Nous comptons, entre autres, l'utiliser pour la réalisation d'un sélecteur d'amplitude à une bande permettant de forts taux de comptage (1).

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Synthèse Atomique dépendant du Centre National de la Recherche Scientifique, partiellement grâce à une subvention accordée par le Commissariat à l'Énergie Atomique.

Nous tenons à remercier M. le Pr Joliot et M. Suzor, Directeur et Sous-Directeur du laboratoire, pour les moyens qu'ils ont mis à notre disposition. Nous remercions également MM. M. Spighel, G. Charpak et R. Merinis pour les conseils qu'ils nous ont donnés.

Manuscrit reçu le 26 mars 1958.

(1) Une « porte série » à transistor est décrite par E. Baldinger dans *Nuclear Instruments*, 1958, vol. 2, n° 2, p. 193.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 75 A.

ÉTUDE DE L'INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR L'INTENSITÉ DES RAIES ÉMISES PAR QUELQUES TUBES A DÉCHARGE (1)

Par Mlle O. TARDY et M. R. LENNUIER,
Laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne.

Résumé. — En appliquant à un tube à décharge électrique un champ magnétique de quelques milliers de gauss, on provoque une augmentation sensible de la puissance consommée dans le tube et du flux lumineux émis. Cet effet a été mesuré pour quelques types de tubes et diverses conditions de fonctionnement, et sur un certain nombre de raies. On observe une inégale exaltation des diverses raies émises par un même tube. D'autre part l'accroissement du flux lumineux est plus important que celui de la puissance consommée et le rendement lumineux du tube peut être multiplié par un facteur de l'ordre de 2.

Abstract. — We study the action of a magnetic field on the intensity of lines radiated by some gaseous discharge tubes. We observe, in several thousands of gauss, an important increase in the intensity of the radiations. The increase is not generally the same for all the lines radiated by a given tube ; the electric power consumed by it also increases, but in a lesser ratio, in such a way that the luminous efficiency increases by a factor of about 2.

Introduction. — L'objet de cette étude est l'action d'un champ magnétique transversal sur l'intensité des raies émises par diverses sources lumineuses. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à un tube à décharge en fonctionnement, on observe une augmentation très nette de l'intensité lumineuse de celui-ci. Ce phénomène, constaté et signalé depuis fort longtemps, ne paraît pas avoir fait l'objet d'études systématiques.

Vers 1910, Dufour [1] avait étudié le comportement d'un arc à mercure dans un champ magnétique. Il signale que dans un champ de 3 000 gauss, la brillance de l'arc, qui fonctionne sous faible pression est triplée tandis que la puissance électrique consommée passe de 212 à 280 watts.

Vers 1930, J. S. Foster [2] avait remarqué en étudiant l'action de champs électriques croisés avec un champ magnétique sur le spectre de l'hélium que l'intensité lumineuse était exaltée par la présence du champ magnétique.

« Pour avoir une intensité lumineuse suffisante pour l'étude de l'effet Stark seul, un courant minimum de 15 mA est nécessaire ; dans des champs électrique et magnétique croisés, les raies intenses ont été photographiées avec des poses de 20 minutes quand le courant n'était que de 3 mA. »

Dispositif expérimental. — Principe du montage : la source lumineuse est placée dans l'entrefer d'un électro-aimant, perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique ; elle éclaire une lame de silice dépolie dont on forme l'image sur la fente d'entrée d'un monochromateur équipé d'une cellule photoélectrique ; le courant de cellule est recueilli par un galvanomètre.

(1) Ce travail a été présenté par Melle Tardy pour l'obtention du Diplôme d'Études Supérieures en 1957.

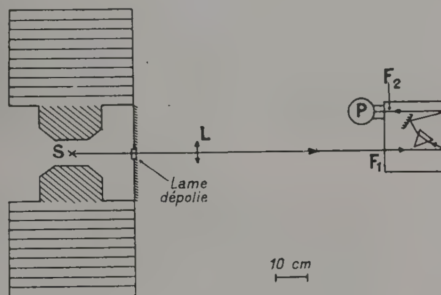


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

A) Électro-aimant : C'est l'électro-aimant du type Weiss installé par A. Cotton au Laboratoire des Recherches Physiques. L'entrefer, d'une longueur de 8 cm, était limité par des pièces polaires de 10 cm de diamètre. La constante de temps de l'électro-aimant est, dans ces conditions, de 0,5 seconde. L'étalonnage a été fait avec un fluxmètre Hartmann-Braun et une bobine de surface totale connue (bobine prêtée par le Laboratoire du Grand Électro-Aimant de Bellevue). Le courant dans l'électro-aimant peut être maintenu constant pendant toute la durée d'une expérience grâce à une batterie d'accumulateurs tamponnant la tension appliquée aux bornes de l'appareil. Les variations accidentelles du champ magnétique se trouvent ainsi éliminées avec une précision suffisante. Mais la valeur même du champ n'est définie qu'avec une précision moindre : à l'erreur possible d'étalonnage ($\pm$ 25 œrsted), il faut ajouter l'imprécision due à la variation du champ le long d'un diamètre de l'entrefer, variation dont l'importance sera d'autant plus grande que les dimensions de la source seront plus grandes.

B) Monochromateur. — Modèle Jobin et Yvon, à prisme de Cornu, utilisable dans le domaine visible et dans l'ultraviolet jusque vers 2 400 Å. A la suite de la fente de sortie du monochromateur est placée une cellule photo-multiplicatrice RCA (IP 28) dont le courant de sortie est mesuré par un galvanomètre (sensibilité 0,7 10^{-9} A/mm ; période 4 secondes environ).

C) Lame de silice dépolie. — Elle a un rôle important ; si l'on projetait directement sur la fente d'entrée du monochromateur une image de la colonne lumineuse du tube à décharge qui constitue la source, on ne pourrait éviter les erreurs dues au déplacement du tube à décharge lorsqu'on applique un champ magnétique (l'expérience a montré que, dans un champ de l'ordre de 2 000 œrsted, cette erreur atteint 20 %). En introduisant la lame dépolie (diamètre 1 cm) dont un achromat quartz-fluorine forme l'image sur la fente d'entrée du monochromateur, cette erreur reste inférieure à 2 % : la luminance de la lame dans la direction de la fente ne varie pas sensiblement quand se déplace la colonne lumineuse de la source, située à 30 cm de cette lame. La perte de lumière qu'entraîne ce dispositif est sans gravité car les sources étudiées sont suffisamment intenses.

D) Sources. — Les sources suivantes ont été utilisées : un tube Gallois « Otens » à vapeur de mercure, fonctionnant à basse pression, sous haute tension alternative de 50 cycles par seconde ; une lampe à vapeur de mercure à forte pression de type H. P. 125, fonctionnant sous basse tension alternative ; une lampe « Osram » à vapeur de cadmium fonctionnant sous basse tension alternative ; un tube cylindrique (diamètre 3 cm, longueur 30 cm, distance entre les électrodes 16 cm) fonctionnant sous haute tension et sous faible pression, qui peut être rempli de divers gaz et alimenté soit en continu, soit en alternatif.

1) *Tube « Otens »*. — De forme étrier, c'est un tube capillaire en quartz, de 1 mm de diamètre, dont la partie rectiligne mesure 12 cm. Il est placé dans l'entrefer à égale distance des pièces polaires. Dans ces conditions, la variation du champ magnétique le long du tube n'est pas négligeable ; le champ magnétique varie de 20 % environ du centre de la partie rectiligne à son extrémité.

Les conditions d'alimentation sont contrôlées par un ampèremètre en série avec l'arc et un voltmètre branché aux bornes de celui-ci. L'alimentation est assurée : *a*) soit par un transformateur Gallois donnant à vide une tension de 6 000 volts, qui fournit en fonctionnement avec le tube « Otens » un courant constant de 32 mA, sous une tension de 370 volts environ, en champ magnétique nul ; *b*) soit par un transformateur Claude, Paz et Silva, type 2 T IO qui donne en fonctionnement un courant constant de 100 mA sous 340 volts environ en champ nul.

Dans ce dernier cas, 1 *b*), nous avons observé à l'oscillographe cathodique les formes respectives des courbes représentant en fonction du temps, la tension, le courant et le flux lumineux. On constate (*fig.* 2) : que la tension aux bornes du tube

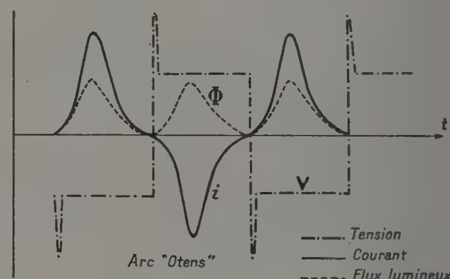


Fig. 2.

reste sensiblement constante pendant une demi-période, si on laisse de côté le phénomène du début de chaque demi-période ; que l'intensité du courant de décharge a une variation grossièrement sinusoïdale ; que le flux lumineux émis est en phase avec le courant qui traverse le tube et est une fonction croissante de ce courant.

Il était intéressant de pouvoir suivre les variations éventuelles de la puissance consommée dans le tube lorsqu'on applique le champ magnétique. La forme du courant et de la tension aux bornes (*fig.* 2) n'autorise pas à se contenter des indications d'un ampèremètre et d'un voltmètre. Nous avons observé à l'oscillographe cathodique les courbes obtenues en appliquant à une paire de plaques une tension proportionnelle à la tension aux bornes du tube et à l'autre paire de plaques, une tension proportionnelle à celle qui s'établit entre les bornes d'un condensateur placé en série avec le tube à décharge et parcouru par le même courant que celui-ci [1]. On obtient ainsi, en coordonnées V, Q, des courbes fermées définissant une aire $\int_0 V \, dQ$ proportionnelle à la puissance consommée dans le tube. L'étalonnage se fait en observant les ellipses obtenues avec un courant analogue où le tube à décharge est remplacé par une résistance ohmique.

Le résultat important est le suivant : le produit VI de la tension V aux bornes du tube, lue sur un voltmètre électrostatique, par l'intensité I traversant le tube, lue sur un ampèremètre, reste proportionnel à la puissance réelle consommée dans le tube, même lorsque la forme de la tension se trouve

[1] Ce contrôle a été effectué par Mlle D. Lagarde.

modifiée par l'application du champ magnétique. Les mesures nous ont donné :

P réelle (oscillographe) = P lue (appareils) $\times$ 0,78. Il est donc possible de ne pas répéter, pour chaque régime de fonctionnement du tube dans le champ magnétique, les mesures à l'oscillographe et de se contenter de relever la tension V et le courant I lus sur des appareils déterminés.

2) *Lampe Philips H. P.* 125. — C'est une lampe à forte pression de mercure ; elle comporte un tube de diamètre extérieur 1 cm, de longueur 3 cm. Elle est alimentée par un transformateur Philips sous tension alternative de 50 cycles par seconde. Le champ magnétique élevant le régime de cette lampe d'une manière très sensible et le rendant instable, nous avons refroidi celle-ci par un courant d'air comprimé. Dans ces conditions, le transformateur fournit, en l'absence de champ magnétique un courant de 1,6 ampère sous 22 volts. En régime, en raison de la forte pression, les raies principales du mercure se trouvent élargies et il apparaît un spectre de fond continu ; la raie de résonance est en partie réabsorbée ; le spectre de fond continu a une brillance spectrale de l'ordre de 1/20 de celle de la raie 4 358 Å.

Nous avons placé cette lampe au centre de l'entrefer perpendiculairement aux lignes de force du champ magnétique. Dans ces conditions, le champ magnétique appliqué à la lampe varie de 3 % environ d'un point à l'autre.

3) *Tube à argon.* — C'est un tube cylindrique dont les électrodes sont distantes de 16 cm ; il fonctionne sous haute tension et sous faible pression ; la pression d'argon introduite dans le tube est contrôlée par un manomètre à huile de silicone. Ce tube est alimenté soit par le transformateur Gallois, soit en courant continu par une boîte d'alimentation donnant à vide une tension de 480 volts. Ce tube est placé au centre de l'entrefer. La variation du champ magnétique entre le centre du tube et les extrémités atteint 25 %.

Résultats expérimentaux. — D'une manière générale, lorsqu'on applique le champ magnétique au tube en fonctionnement, celui-ci prend un régime caractérisé par de nouvelles valeurs des grandeurs électriques et lumineuses. Nous indiquerons successivement, pour chaque type de source et de fonctionnement : *a*) la loi d'évolution en fonction du temps des grandeurs caractéristiques, au cours de l'établissement du nouveau régime relatif à un champ magnétique donné ; *b*) la variation de ces grandeurs en fonction du champ H appliqué, le régime étant atteint pour chaque valeur H considérée.

Nous désignerons par I_0, V_0, $\Phi_{0,\lambda}$ respectivement les valeurs en l'absence de champ magnétique, de l'intensité du courant dans le tube, de la tension à ses bornes et du flux lumineux reçu par la cellule pour une radiation monochromatique de longueur d'onde λ. Ainsi que nous l'avons indiqué, il s'agit pour I_0 et V_0 des valeurs *lues* sur des appareils déterminés, le coefficient de conversion de $I_0 V_0$ en la puissance P étant connu.

Ces mêmes grandeurs, en présence du champ H, seront désignées par I, V et Φ_λ. Enfin nous introduirons le rapport

$$\rho\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{IV}$$

qui représentera, en unités arbitraires, le rendement lumineux, sur une raie donnée, de la lampe étudiée.

1. **Tube Gallois « Otens ».** — I. a) *Aspect du phénomène.* — Lorsqu'on établit le champ magnétique, on constate une brusque augmentation de la tension aux bornes du tube et simultanément une augmentation du flux lumineux émis. Le champ magnétique et la tension aux bornes atteignent *en même temps* leurs valeurs finales à 1 % près, mais à cet instant le flux lumineux n'a pas encore atteint sa valeur finale : sa variation est d'environ 70 % de ce qu'elle sera au bout de deux minutes. La figure 3 indique l'allure de la variation

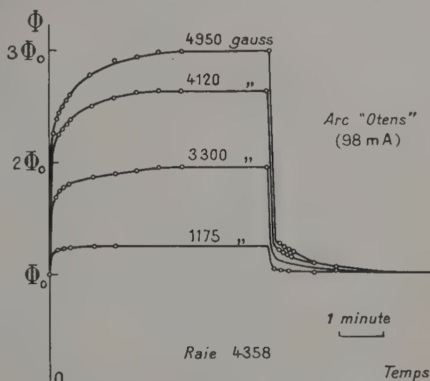


Fig. 3. — Intensité de la raie 4 358 en fonction du temps dans divers champs.

du flux lumineux en fonction du temps pour la raie 4 358 Å et divers champs magnétiques. Le courant qui traverse l'arc n'est pas modifié en présence du champ magnétique car le transformateur d'alimentation est un transformateur à fuites fournissant dans de larges limites d'utilisation un courant secondaire constant.

Lorsqu'on supprime le champ magnétique, la tension aux bornes de l'arc reprend instantanément sa valeur ; il y a une diminution instantanée de flux lumineux de plus de 80 % de la variation totale ; l'intensité lumineuse revient lentement à sa valeur initiale qu'elle atteint au bout de deux minutes.

Nous avons étudié les variations d'intensité lumineuse des raies de longueurs d'onde :

2 537 Å	transition	$6\ ^3P_1 - 6\ ^1S_0$
3 131 Å	»	$6\ ^3D_1 - 6\ ^3P_1$
3 650 Å	»	$6\ ^3D_3 - 6\ ^3P_2$
4 047 Å	»	$7\ ^3S_1 - 6\ ^3P_0$
4 358 Å	»	$7\ ^3S_1 - 6\ ^3P_1$
5 460 Å	»	$7\ ^3S_1 - 6\ ^3P_2$

Le comportement de toutes les raies autres que la raie de résonance est sensiblement le même en fonction du temps, pour un champ magnétique donné et est représenté par les courbes de la figure 3 relative à 4 358 Å. L'intensité de la raie de résonance 2 537 Å augmente brusquement lorsqu'on établit le champ magnétique mais cette raie est partiellement réabsorbée au bout de 30 secondes ; lorsqu'on supprime le champ magnétique, l'intensité de cette raie diminue instantanément au-dessous de la valeur initiale puis augmente lentement pour atteindre cette valeur (courbe *fig.* 4).

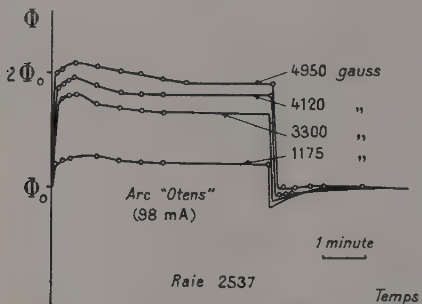


Fig. 4. — Intensité de la raie de résonance en fonction du temps.

b) *Variation du flux lumineux émis en fonction du champ.* — La croissance de Φ_λ en fonction de H,

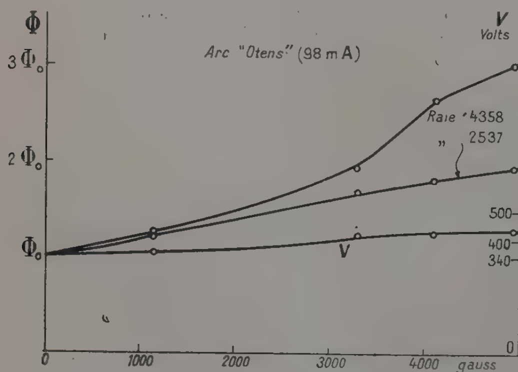


Fig. 5.

lorsque le régime est atteint, est donnée, pour les raies 4 358 Å et 2 537 Å, par les courbes de la figure 5 sur laquelle on a également porté les variations de la tension V. Les flux $\Phi_{0,\lambda}$ ont été arbitrairement ramenés à la même valeur initiale.

c) *Rendement lumineux.* — L'intensité restant constante, les courbes de la figure 5 montrent que Φ_λ

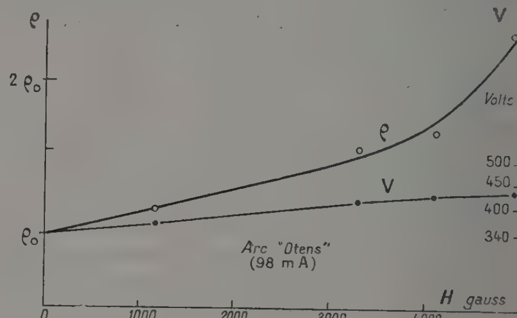


Fig. 6. — Rendement lumineux pour la raie 4 358 et tension en fonction du champ.

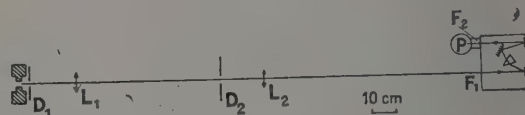


Fig. 7. — Dispositif expérimental.

croît plus vite que la puissance consommée dans le tube, qui est proportionnelle à V. La figure 6 indique la variation du quotient $\rho = \dfrac{\Phi_\lambda}{IV}$ à partir de sa valeur ρ_0 en champ nul. Vers 5 000 œrsted, le rendement lumineux a plus que doublé pour les raies autres que la raie de résonance.

($\rho = 2{,}2\ \rho_0$ pour $H = 4\ 950$ œrsted).

II. Lorsqu'on plonge une partie seulement de l'arc dans un champ magnétique, la variation de la tension aux bornes et la variation d'intensité des raies autres que la raie de résonance sont instantanées. La valeur d'équilibre est atteinte au bout de quatre secondes, ce qui représente sensiblement le temps d'établissement du champ magnétique. Le champ magnétique était donné par un petit électro-aimant dont les pièces polaires plates avaient 2 cm de diamètre. L'entrefer utilisé avait pour largeur soit 1,7 cm, soit 0,8 cm. Le champ magnétique était constant à l'intérieur d'un tube de force d'environ 1 cm de diamètre ; il avait été étalonné au préalable en fonction du courant qui traversait les bobines inductrices par retournement d'une bobine de fluxmètre.

Le dispositif optique employé est légèrement différent. On forme l'image de la partie de l'arc située dans le champ magnétique sur la fente d'entrée du spectromètre à l'aide de deux achromats de distance focale 15 cm placés à des dis-

tances convenables. Deux diaphragmes placés l'un contre la source, l'autre entre les deux achromats à l'endroit où se forme l'image intermédiaire, permettaient de ne focaliser sur la fente que la partie du faisceau lumineux venant de la portion d'arc située dans le champ magnétique.

Quand on applique le champ magnétique, le tube ne se déplace pratiquement pas et la colonne lumineuse a un très faible déplacement dans la direction d'observation. L'image de la colonne lumineuse se forme donc toujours sur la fente d'entrée du monochromateur.

La variation de la tension aux bornes de l'arc en fonction du champ magnétique appliqué est sensiblement linéaire ; la variation de l'intensité des raies autres que 2 537 est aussi sensiblement linéaire, lorsque le champ appliqué ne dépasse pas 4 000 gauss. Lorsque le champ magnétique croît au delà, l'intensité des raies tend vers une valeur limite. Les courbes 8 et 9 donnent les variations

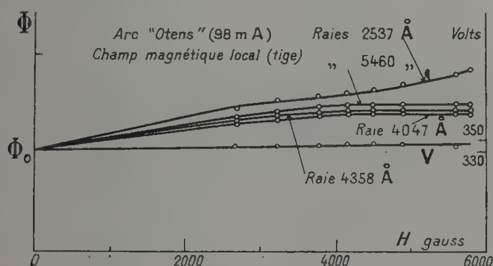


Fig. 8. — Intensité des diverses raies et tension en fonction du champ magnétique appliqué à la partie rectiligne.

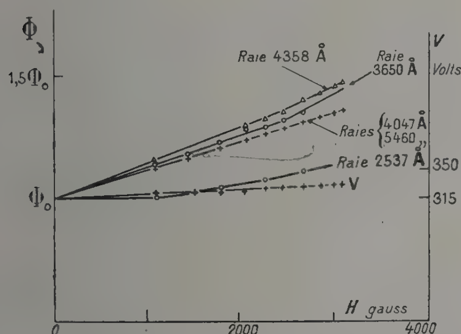


Fig. 9. — Intensité des diverses raies et tension en fonction du champ magnétique appliqué à l'extrémité sphérique.

de Φ_λ avec H. On notera qu'ici on ne peut plus confondre les courbes relatives aux différentes radiations autres que 2 537 Å. Cette dernière se distingue cependant encore nettement des autres.

L'intensité de la raie de résonance présente en fonction du temps une variation différente selon que le champ magnétique est appliqué à une partie rectiligne de la tige ou à l'extrémité sphérique où est coudé l'arc.

Lorsque le champ magnétique est appliqué à une partie rectiligne de l'arc, l'intensité de la raie 2 537 Å augmente de façon instantanée et continue à croître pendant 30 secondes. Lorsqu'on supprime le champ magnétique, il y a une diminution brusque de l'intensité égale à 40 % de la variation totale puis un lent retour à la valeur initiale atteinte au bout de 30 secondes (courbe 10).

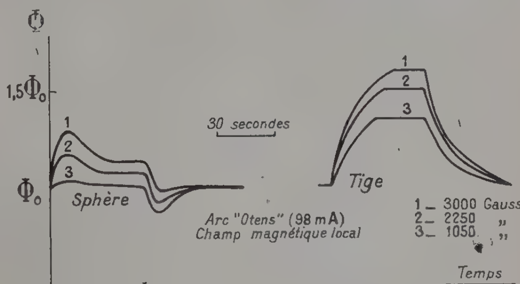


Fig. 10. — Intensité de la raie de résonance en fonction du temps pour 3 valeurs du champ magnétique appliqué soit à la partie rectiligne, soit à l'extrémité sphérique de l'arc.

La variation totale d'intensité de la raie de résonance est nettement supérieure (1,5 à 2 fois) à la variation d'intensité des autres raies (courbe 8).

Lorsque le champ magnétique est appliqué à l'extrémité sphérique, l'intensité de la raie de résonance augmente de façon instantanée puis la raie est partiellement réabsorbée. Lorsqu'on supprime le champ magnétique, l'intensité subit une diminution instantanée en dessous de la valeur initiale qu'elle atteint au bout de 30 secondes.

La réabsorption de la raie de résonance dans la partie sphérique s'explique peut-être par le fait que la décharge se resserre dans la direction du champ magnétique et est dilatée perpendiculairement à ce champ, c'est-à-dire dans la direction d'observation du phénomène. Par contre, dans le tube capillaire, la décharge est peu modifiée pour les champs magnétiques utilisés (inférieurs à 6 000 gauss). Mais lorsqu'on applique au tube un champ intense de 30 000 gauss, le courant électronique est dévié sur les parois normales au champ avec une telle énergie que le tube capillaire fond en quelques secondes.

III. Tube « Otens » alimenté sous faible régime (transformateur Gallois, fixant le courant à 32,1 mA, la tension aux bornes étant de 370 V en champ nul). Lorsqu'on établit le champ magnétique, il y a une brusque augmentation de la tension aux bornes et du flux lumineux émis par l'arc. La tension aux bornes continue à croître

lentement pendant deux minutes ; le flux lumineux croît moins rapidement. Lorsque le champ magnétique atteint sa valeur finale, la variation de tension est environ 80 % de la variation totale et la variation de flux lumineux environ 50 %. Lorsque la tension définitive s'établit, la variation du flux lumineux n'est encore que de 80 %. Lorsqu'on supprime le champ magnétique, la tension reprend instantanément sa valeur initiale ; il y a une diminution instantanée du flux lumineux d'environ 70 % de la variation totale, puis un lent retour à la valeur initiale atteinte au bout de 3 minutes. Le retard avec lequel s'établit la tension définitive peut s'expliquer par l'établissement d'un équilibre thermique (courbe 11).

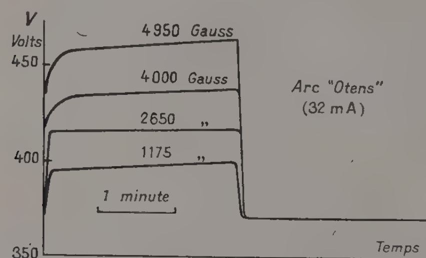


Fig. 11. — Tension en fonction du temps pour divers champs magnétiques.

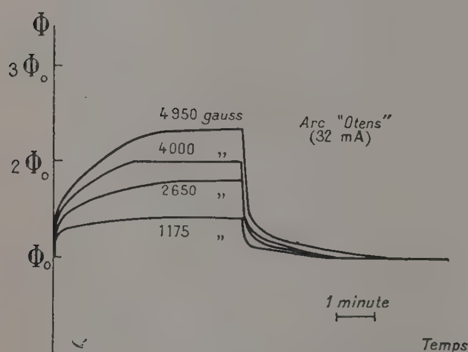


Fig. 12. — Intensité de la raie 4 358 en fonction du temps pour divers champs.

La variation de l'intensité lumineuse en fonction du temps est de la même forme pour les diverses raies. Les raies 4 047 Å et 4 358 Å, pour un champ magnétique donné, ont à 4 % près la même variation d'intensité. La variation d'intensité de la raie 5 460 Å, plus élevée, est sensiblement la même que celle des raies 3 131 Å et 3 650 Å.

Les courbes (*fig.* 13) représentent les variations du rendement lumineux en fonction du champ.

Le rendement lumineux augmente avec le champ magnétique et la tension aux bornes. Il est à peu près double dans un champ magnétique de 5 000 gauss.

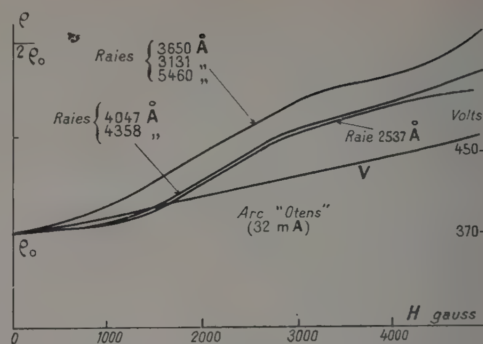


Fig. 13. — Rendement lumineux des diverses raies et tension en fonction du champ magnétique.

IV. Résultats généraux relatifs au tube « Otens ». — Lorsqu'on applique le champ magnétique au tube entier, la variation du flux lumineux est en retard sur la variation de tension ; ceci peut s'expliquer soit par l'établissement d'un équilibre thermique, soit du fait que l'excitation des atomes de mercure se fait par l'intermédiaire des molécules de gaz rare.

Lorsqu'on considère soit l'action d'un champ local, soit l'action instantanée du champ sur l'intensité des raies émises par le tube « Otens », on peut admettre que la pression de mercure n'a pas varié. Dans ces conditions, quels que soient le champ magnétique (inférieur à 4 000 gauss toutefois) et les conditions d'alimentation, la variation relative de flux lumineux est une fonction croissante lorsqu'on passe de la raie 4 047 Å à 4 358 Å, 5 460 Å, 3 131 Å et 3 650 Å.

De plusieurs raies issues d'un même niveau, comme le triplet 4 047 Å, 4 358 Å, 5 460 Å, la plus exaltée est la raie qui correspond à une variation plus faible d'énergie. De deux transitions qui aboutissent au même niveau, soit les raies 3 131 et 4 358, soit les raies 3 650 et 5 460 la plus exaltée est celle qui vient du niveau d'énergie d'excitation la plus élevée. Ces deux résultats peuvent se réunir sous une même conclusion : l'énergie moyenne d'excitation des atomes de mercure augmente en présence du champ magnétique.

Lorsque le régime d'équilibre est atteint, la pression de mercure est probablement plus forte et le rapport des intensités de deux raies dépend de la pression. Le classement des raies est nettement plus complexe.

2. **Lampe H. P. 125.** — Lorsqu'on établit le champ magnétique, la tension aux bornes de la lampe augmente brusquement, passe par un maximum au bout d'environ 30 secondes et atteint sa valeur d'équilibre au bout d'une minute. Le flux lumineux croît et atteint sa valeur maximum stable au bout d'une minute environ. Les courbes obser-

vées sont analogues a celles que donne le tube « Otens ».

Lorsqu'on supprime le champ magnétique, la tension reprend instantanément sa valeur initiale, le flux lumineux subit une diminution d'environ 90 % de la variation totale et àtteint sa valeur initiale au bout d'une minute. A l'exception de la raie de résonance, les diverses raies donnent, en fonction du temps (établissement du régime) et du champ des courbes d'intensités relatives sensiblement superposables (courbe 14 valable pour les raies 4 358, 4 047, 5 460, 3 650, 3 131).

L'intensité de la raie de résonance (il s'agit du bord courte longueur d'onde de la raie de résonance qui est fortement renversée dans cette lampe) passe par un maximum quelques secondes après l'établissement du champ magnétique, puis diminue pour atteindre une valeur définitive au bout d'une minute. Lorsqu'on supprime le champ magnétique, l'intensité de cette raie diminue instantanément au-dessous de la valeur initiale qu'elle atteint au bout d'une minute. La variation relative d'intensité de la raie de résonance est 2 à 3 fois plus faible que celle des autres raies. Une réabsorption partielle de la raie de résonance s'explique par une augmentation de la pression. La variation d'intensité d'une raie autre que 2 537 Å est sensiblement proportionnelle à la variation de tension

H gauss	1 175	2 650	4 000
$\frac{\Delta \Phi_\lambda}{\Phi_\lambda \Delta V}$ (5 460)	0,38	0,39	0,38

Le rendement lumineux varie suivant les chiffres du tableau suivant

H gauss	0	1 175	2 650	4 000
$\frac{\rho}{\rho_0}$ (5 460 Å)	1	1,75	2,3	2,5

Le rendement lumineux est doublé dans un champ magnétique de 2 000 gauss (courbe 14).

La variation relative d'intensité est sensiblement la même pour toutes les raies ; ceci semble indiquer que la répartition de l'énergie entre les divers niveaux d'excitation n'est pas modifiée par le champ magnétique.

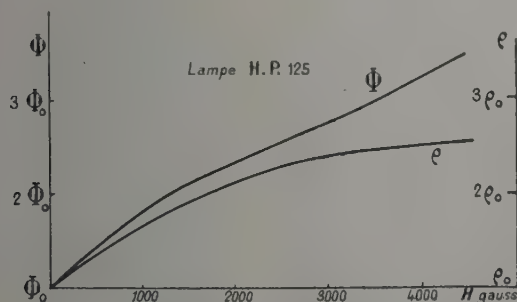


Fig. 14. — Intensité et rendement lumineux de la raie 4 358 en fonction du champ magnétique.

Nous avons étudié l'action du champ magnétique sur une lampe « Osram » émettant le spectre du cadmium. En l'absence de champ magnétique, elle est traversée par un courant de 1,4 ampère sous 15 volts. Nous avons constaté que, si le rendement lumineux était multiplié par 1,5 dans un champ de 2 700 gauss, la répartition de l'énergie entre les divers niveaux n'était pas sensiblement modifiée. Or, les conditions d'excitation dans la lampe « Osram » de ce spectre sont analogues à celles du spectre du mercure dans le brûleur Philips.

3. **Tube à argon.** — I. Lorsqu'il est alimenté par le transformateur Gallois, l'intensité du courant qui le traverse est égale à 34 mA quels que soient la pression d'argon et le champ magnétique appliqué. En l'absence de champ magnétique, la tension aux bornes est d'autant plus élevée que la pression est plus forte. Les expériences ont été faites sous des pressions comprises entre 0,5 et 8 mm de mercure. La décharge est cylindrique et occupe presque entièrement la section du tube.

Lorsqu'on établit un champ magnétique, la tension aux bornes de l'arc et le flux lumineux augmentent instantanément et atteignent leur valeur définitive au bout de 4 à 5 secondes, temps sensiblement égal au temps d'établissement du champ magnétique.

Lorsque le champ magnétique est faible, la colonne lumineuse occupe encore toute la section du tube, mais est déviée sur les parois normales au champ magnétique. Lorsque le champ atteint environ 300 gauss, la décharge se resserre de façon appréciable dans la direction du champ ; au delà d'un champ de 550 gauss, la décharge lumineuse a une épaisseur de 1 à 2 mm dans la direction du champ.

Les raies dont nous avons étudié les variations d'intensité en fonction du champ magnétique sont les raies de longueur d'onde :

3 093 Å	transition	$3p^5(^2P_{1/2})\,6f - 3p^5(^2P_{3/2})\,4s$
3 895 Å	»	$3p^5(^2P_{3/2})\,6p - 3p^5(^2P_{1/2})\,4s$
4 345 Å	»	$3p^5(^2P_{1/2})\,5p - 3p^5(^2P_{1/2})\,4s$
5 162 Å	»	$3p^5(^2P_{3/2})\,6d - 3p^5(^2P_{3/2})\,4p$
5 410 Å	»	$3p^5(^2P_{3/2})\,7d - 3p^5(^2P_{3/2})\,4p$

Le champ magnétique indiqué est celui qui règne au centre de l'entrefer. Pour un champ magnétique donné, l'augmentation de tension est d'autant plus grande que la pression est plus faible (courbes, figure 15). Le rendement lumineux subit une augmentation d'autant plus grande que la longueur d'onde est plus faible. Toutefois, pour les valeurs les plus élevées, soit de pression, soit de champ magnétique, la raie 3 895 Å est plus exaltée que la raie 3 093 Å (courbes, figures 16-17).

La variation d'intensité des diverses raies sous les pressions de 0,6 et de 1,2 mm n'est pas sensiblement différente (courbes, figure 18). Elle est plus grande sous une pression de 8 mm. Le rende-

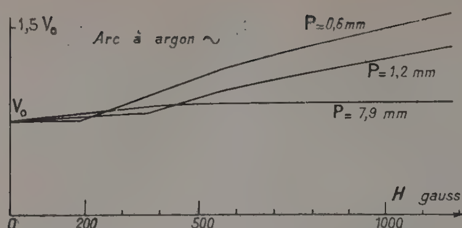


FIG. 15. — Tension aux bornes du tube en fonction du champ magnétique sous diverses pressions.

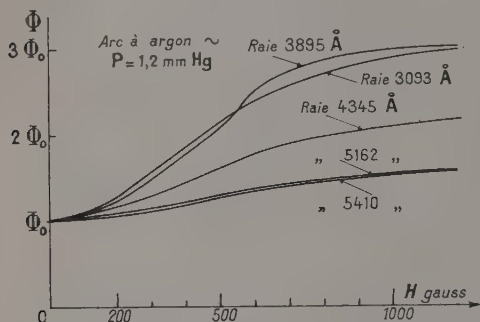


FIG. 16. — Intensité des diverses raies sous la pression de 1,2 mm de mercure en fonction du champ magnétique.

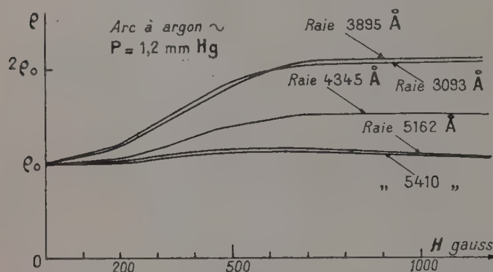


FIG. 17. — Rendement lumineux des diverses raies en fonction du champ magnétique.

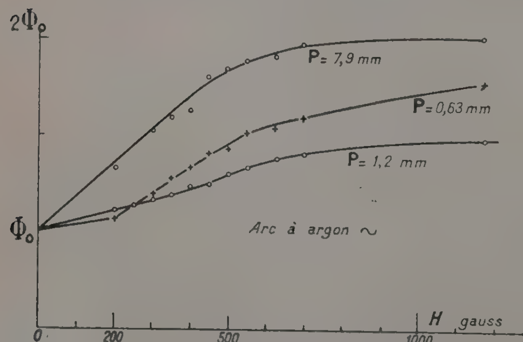


FIG. 18. — Intensité de la raie 5 162 sous diverses pressions en fonction du champ magnétique.

ment lumineux croît plus rapidement en fonction du champ magnétique lorsque la décharge se resserre (courbes, figures 16-17).

II. LE TUBE FONCTIONNE SOUS TENSION CONTINUE pour des pressions d'argon inférieures à 1,2 mm de mercure.

Lorsqu'on établit un champ magnétique, la tension aux bornes de l'arc augmente instantanément, l'espace sombre cathodique est réduit, la colonne lumineuse est déviée sur la paroi normale au champ magnétique et l'intensité du courant qui passe dans le tube diminue. Lorsque la colonne est striée, le nombre de stries passe de 4 à 16 ou 18 pour des champs magnétiques de 200 à

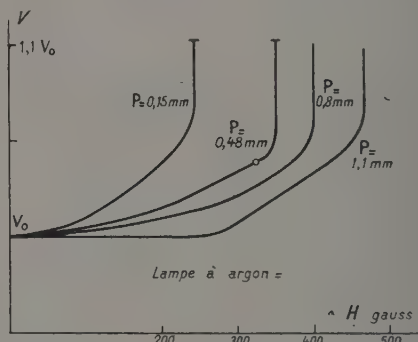


FIG. 19. — Tension aux bornes du tube en fonction du champ magnétique.

225 gauss. Lorsque la colonne présente des stries diffuses, par exemple sous une pression de 0,5 mm elle redevient uniforme en présence de champ magnétique. Tous ces phénomènes s'établissent dans un temps sensiblement égal à celui d'établissement du champ magnétique.

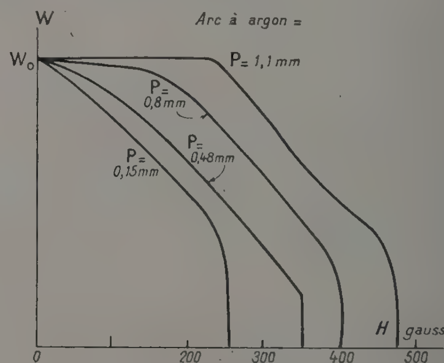


FIG. 20. — Puissance consommée dans le tube en fonction du champ magnétique.

Pour un champ magnétique donné, l'augmentation relative de tension aux bornes de l'arc et la diminution relative de courant sont d'autant plus grandes que la pression est plus faible (courbes, figures 19 et 20) ; lorsque la pression augmente, le nombre de molécules gazeuses et par conséquent, le nombre de collisions d'un électron avec les molécules de gaz augmentent ; l'entraînement des électrons vers la paroi sous l'action du champ

magnétique est d'autant plus faible que la pression est plus forte.

Le rendement lumineux est amélioré par le champ magnétique et cela d'autant plus que la longueur d'onde est plus courte (courbes, figure 22). Pour un champ magnétique donné, le rendement lumineux subit une augmentation d'autant plus grande que la pression est plus faible (courbes, figure 21).

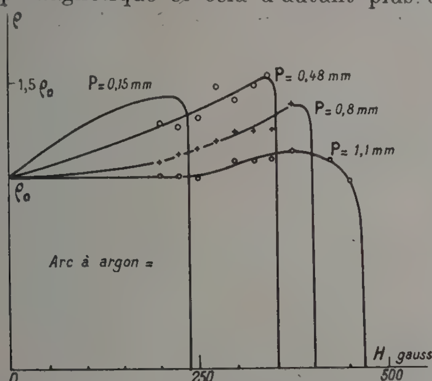


FIG. 21. — Rendement lumineux de la raie 5 612 Å sous diverses pressions en fonction du champ magnétique.

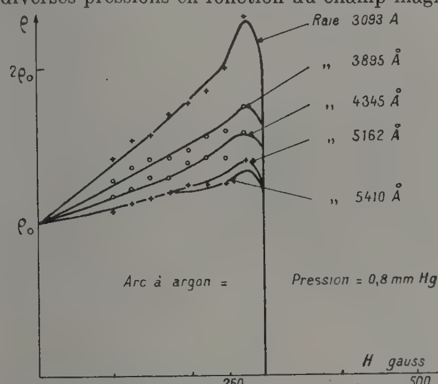


FIG. 22. — Rendement lumineux des diverses raies sous la pression de 0,8 mm de mercure en fonction du champ magnétique.

III. CONCLUSIONS RELATIVES AU TUBE A ARGON. Les niveaux d'énergie d'où partent des raies dont le comportement est très différent, par exemple les raies 3 093 Å et 5 410 Å sont extrêmement voisins ; ils correspondent à des énergies d'excitation très voisines : 15,55 et 15,45 eV.

Il n'apparaît pas de relation simple entre le comportement des diverses raies et les niveaux d'énergie d'où elles sont issues.

Il semble que seule, intervienne la longueur d'onde des raies.

Conclusion. — Deux effets importants ont été observés dans tous les cas étudiés : sous l'effet d'un champ magnétique extérieur transversal il y a augmentation de la puissance électrique consommée dans le tube et augmentation, dans une proportion plus grande, de la puissance lumineuse rayonnée par le tube ; le rendement lumineux de celui-ci se trouve donc accru.

Des effets plus complexes ont été mis en évidence : la répartition spectrale de l'énergie émise par le tube est modifiée par la présence du champ magnétique ; lorsqu'on observe une raie de résonance (cas de λ 2 537 de Hg) celle-ci suit, bien entendu, une loi d'évolution différente de celle de l'ensemble des autres raies ; enfin les tubes à vapeur métallique sous faible pression avec atmosphère de gaz inerte manifestent des retards à l'établissement des régimes nouveaux qui sont probablement liés aux durées d'établissement des nouveaux équilibres thermiques résultant du changement de régime électrique.

Nous ne voyons pas clairement quel peut être le mécanisme exact de production de ces divers effets. Il semble certain que la modification des trajectoires des électrons et des ions dans le tube lorsqu'on applique le champ magnétique extérieur intervient dans ce mécanisme, et cette modification des trajectoires est bien telle qu'il doive en résulter une augmentation de la puissance électrique consommée dans le tube et de son intensité lumineuse ; mais il nous paraît moins évident qu'il doive en résulter une augmentation du rendement lumineux. Des études systématiques récentes du comportement des décharges électriques dans les champs magnétiques [3] ne nous ont guère fourni d'éléments d'explication.

Nous ne voyons pas d'explication simple au changement de répartition de l'intensité lumineuse dans le spectre émis par le tube. Ce qui apparaît incontestable, c'est que les conditions dites d'« excitation naturelle » des atomes ne sont absolument plus réalisées dans les tubes soumis au champ magnétique : le comportement du triplet $7\,^3S_1 — 6\,^3P_{0,1,2}$ du mercure est caractéristique à cet égard ; on notera que les champs dans lesquels s'observent ces effets sont très inférieurs à ceux qui seraient nécessaires, dans le cas de l'atome de mercure, pour découpler le moment orbital et le moment de spin.

Les auteurs expriment leurs remerciements à M. le Pr R. Lucas, Directeur du Laboratoire, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail.

Manuscrit reçu le 17 mars 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] *Annales de Physique*, 1911.
[2] *Proc. Roy. Soc.* (London), 1931, CXXXI, 140.
[3] « The characteristics of electrical discharges in magnetic fields », édité par A. GUTRIE et R. K. WAKERLING (1949). En particulier l'article de D. BOHM, « Qualitative Description of the Arc Plasma in Magnetic Field ».

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 84 A.

SUR LA PENTE DU PLATEAU DES COMPTEURS DE GEIGER A ARGON ET ALCOOL ÉTHYLIQUE

Par JACQUES FRANEAU (*), FERNAND GRARD (**) et RENÉ LIBERT (***),

Résumé. — L'étude expérimentale des facteurs influençant la pente du plateau des compteurs de Geiger, contenant un mélange d'argon et d'alcool éthylique, a montré qu'au delà d'une certaine pression partielle d'argon la pente restait pratiquement constante.

L'étude des causes de cette pente a mis en évidence qu'au début du plateau, celle-ci est due à la hauteur inégale des impulsions ; ensuite ce sont les impulsions parasites qui constituent une cause importante, toutefois celles-ci ne sont pas suffisantes pour expliquer la totalité de la pente.

Abstract. — The experimental study of the plateau of Geiger counters, filled with a mixture of argon and ethyl alcohol, has shown that the slope remains practically constant beyond a certain partial pressure of argon.

Study of the causes of this slope made clear that at the beginning of the plateau, the cause resides in the differences of the height of the pulses ; further on, the secondary pulses become an important cause ; however these are not sufficient to explain the whole slope.

A. **Introduction.** — Pour un compteur de Geiger autocoupant, la pente du plateau de la courbe donnant le taux de comptage, en fonction de la tension appliquée, dépend de la composition et de la pression totale du mélange gazeux.

On sait que la pente du plateau est due, tout au moins en partie, à des décharges ou impulsions parasites qui succèdent aux décharges provoquées directement par le passage de particules dans le compteur. L'intervalle de temps qui sépare l'impulsion parasite de l'impulsion principale est de l'ordre du temps mis par les ions positifs pour parcourir l'intervalle compris entre les deux électrodes (quelques centaines de μ sec) [6], [7], [9], [10].

Dans ce travail nous avons étudié le comportement expérimental d'un compteur de Geiger contenant un mélange, à concentration variable, d'argon et d'alcool éthylique.

Nous avons d'abord mis en évidence le fait que la pente du plateau reste indépendante de la pression partielle d'argon, pour différentes valeurs de la pression partielle d'alcool (5, 10, 15 et 20 mm Hg), lorsque la pression totale est supérieure à 100 mm Hg.

Dans la seconde partie du travail nous avons étudié systématiquement les causes de la pente du plateau. Au début du plateau, les impulsions sont de grandeurs inégales et sont enregistrées en nombre croissant au fur et à mesure que la tension augmente. Dans la partie rectiligne du plateau, toutes les impulsions sont sensiblement de même grandeur (pour autant que le nombre des impulsions, dont le début tombe pendant le temps de restitution, soit statistiquement négligeable). Nos essais ont montré que dans cette région, la pente ne serait due qu'en partie aux impulsions parasites qui succèdent aux impulsions provoquées par le passage d'une particule ionisante dans le compteur, et cela dans un intervalle de temps compris entre le temps mort du compteur (de l'ordre de 200 μ sec) et 600 à 700 μ sec. L'élimination de ces impulsions parasites, au moyen d'un système de comptage susceptible de rester bloqué pendant un temps supérieur à 700 μ sec après l'enregistrement d'une impulsion, laisse subsister une pente résiduelle qui reste sensiblement constante dans un large intervalle de pression et de concentration du mélange gazeux.

B. **Description de l'appareillage utilisé.** — L'appareil destiné au remplissage des compteurs de Geiger a été construit entièrement en verre pyrex, tous joints soudés. Une pompe rotative à huile assure un vide de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} mm Hg. Comme les impuretés présentes dans le mélange alcool éthylique-argon n'altèrent les propriétés de ce dernier que pour des concentrations de l'ordre de 1 % et plus [2], nous n'avons pas cherché à parfaire le vide. Afin de faciliter et d'accélérer le dégazage des compteurs, il a été placé entre la pompe à vide et l'appareil destiné au remplissage proprement dit, un piège refroidi au moyen d'un mélange de neige carbonique et d'acétone (— 80 °C).

Le contrôle du vide se faisait au moyen d'une jauge de Pirani. Le remplissage du compteur ne s'effectuait qu'après dégazage poussé, c'est-à-dire lorsque la pression restait voisine de 10^{-2} mm Hg, durant plusieurs heures.

Des précautions particulières ont été prises afin d'éviter la présence accidentelle d'air dans le mélange gazeux du compteur. Le ballon destiné au stockage de l'argon était relié au reste de l'appareil

(*) Professeur à la Faculté Polytechnique de Mons.
(**) Chercheur à l'Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires (Centre annexé à la Faculté Polytechnique de Mons).
(***) Ingénieur électro-mécanicien A. I. Ms.

par l'intermédiaire d'un robinet pourvu d'un joint de mercure. La teneur en oxygène et en vapeur d'eau de l'argon utilisé était inférieure à 0,01 %.

L'alcool éthylique (pour analyse), après dégazage soigné, était distillé sous vide dans l'ampoule destinée à contenir la réserve d'alcool pour les essais futurs. Afin d'éviter la dissolution éventuelle d'air dans cet alcool, celui-ci était constamment maintenu sous vide. Avant chaque remplissage du compteur, les premières fractions de vapeur étaient évacuées.

Le compteur de Geiger utilisé est de construction très simple. Il consiste en un cylindre d'aluminium de 24 mm de diamètre intérieur et de 90 mm de longueur, dans l'axe duquel a été tendu un fil de tungstène de 0,1 mm de diamètre, faisant office d'anode. Ce fil est soutenu à ses extrémités par deux disques de paxolin, dont l'un est traversé par le tube d'amenée des gaz. Le tout a été rendu étanche par scellement à la piscéine. Avant leur assemblage, la cathode a été polie intérieurement et les divers organes du compteur ont été soigneusement dégraissés.

Le compteur ainsi constitué a la propriété de présenter des plateaux à pente relativement élevée. Cette circonstance n'a pas été jugée défavorable, étant donné que l'intérêt du travail portait en ordre principal sur la pente elle-même. Les plateaux ont été relevés au moyen d'un intégrateur dont le temps mort est de l'ordre de quelques μ sec. Par conséquent, deux impulsions dont les débuts sont distants d'un intervalle de temps supérieur à ce temps mort pouvaient être enregistrées si leur grandeur était suffisante. L'appareil est pourvu d'un discriminateur d'amplitude qui nous a été utile pour la détermination de la tension d'amorçage.

La source de rayonnement, disposée à une dizaine de cm du compteur, était constituée par quelques microcuries de ${}^{204}_{81}Tl$ (émetteur β + 5 % de rayonnement X-K du Pb). Seule la partie médiane de la zone sensible du compteur a été exposée au rayonnement.

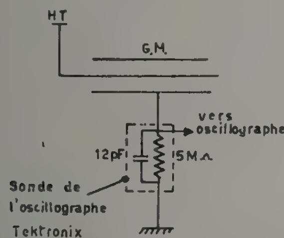


Fig. 1.

Pour la seconde partie du travail, les impulsions du compteur étaient visualisées sur l'écran d'un oscillographe en adoptant le montage de la figure 1. Il était possible d'armer manuellement le dispositif de balayage de l'oscillographe, qu'une impulsion du compteur déclenchait. Celle-ci s'inscrivait ainsi sur l'écran de l'oscillographe avec éventuellement toutes celles dont le début se présentait avant la fin du balayage, dont la durée pouvait être réglée à volonté. Par cette façon de procéder, il nous était possible soit de photographier, soit de dénombrer les impulsions parasites correspondant à un nombre donné d'impulsions principales.

D'une façon indépendante, et plus précise, nous avons déterminé la contribution des impulsions parasites à la pente du plateau, à l'aide du dispositif de la figure 2. L'appareil à temps mort permet

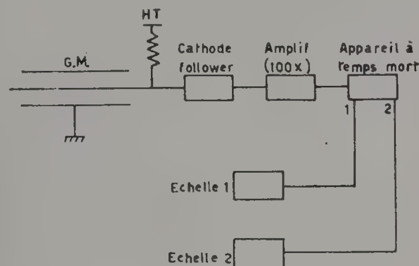


Fig. 2.

de supprimer toutes les impulsions qui succèdent à d'autres impulsions dans un intervalle de temps réglable à volonté. L'échelle 1 enregistre toutes les propulsions tandis que l'échelle 2 enregistre les impulsions, compte tenu du temps mort. Les plateaux avec et sans temps mort peuvent être relevés simultanément et comparés directement avec un minimum d'erreur (due aux fluctuations statistiques).

Remarque. — L'alcool éthylique à l'état de vapeur possède la propriété bien marquée d'être absorbé par les parois métalliques dans des proportions relativement grandes. La figure 3 montre comment varie la pression à l'intérieur d'un compteur à cathode de laiton ou d'aluminium, préalablement dégazé, immédiatement après l'introduction de l'alcool éthylique. On remarquera que la pression tend vers une certaine limite qui n'est atteinte qu'au bout d'une dizaine d'heures. Au cours des différents essais que nous avons réalisés, l'argon n'a été ajouté à l'alcool que lorsque la pression de ce dernier pouvait garder une valeur constante durant 24 heures environ.

D'autre part, nous avons observé que la pression limite augmente sensiblement avec la température. Étant donné que la tension d'amorçage dépend fortement de la pression partielle d'alcool dans le compteur (*fig.* 4), il en résulte que les variations de température sont susceptibles de perturber considérablement les mesures. Celles-ci ont été effectuées dans tous les cas, au moins 12 heures après l'introduction de l'argon dans le compteur, afin d'être

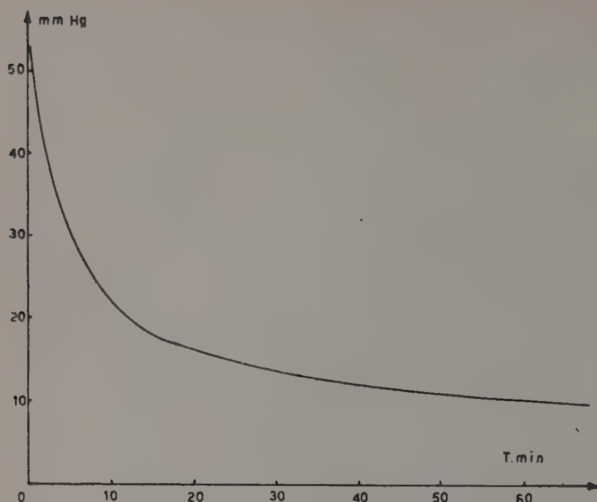


Fig. 3.

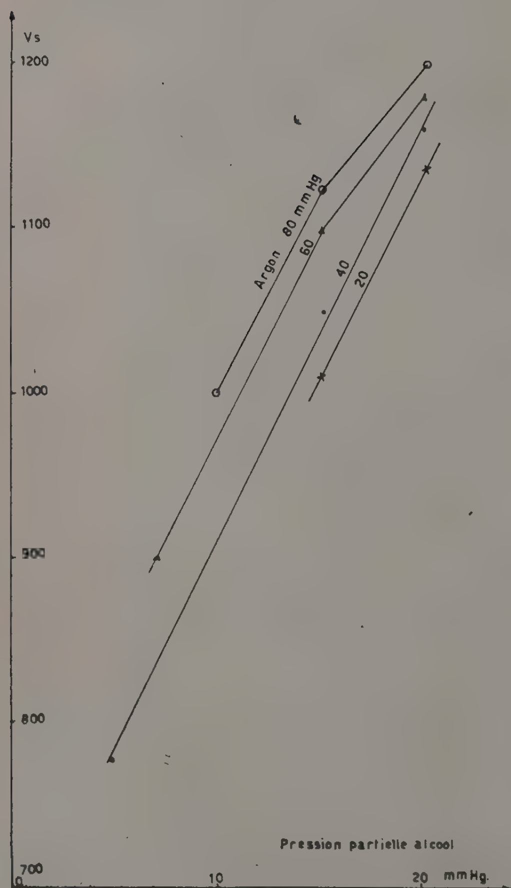


Fig. 4.

assuré de la bonne homogénéité du mélange gazeux et dans un intervalle de temps tel que la température pouvait être considérée comme stationnaire. Au cours des différents essais, la température a été comprise entre 20 et 23 °C.

C. **Résultats expérimentaux et discussion.** — 1° Variation de la pente du plateau en fonction de la pression partielle d'argon. — Quatre séries de mesures ont été effectuées, correspondant à des pressions partielles d'alcool éthylique respectivement égales à 5, 10, 15 et 20 mm Hg L'argon a été ajouté à l'alcool en quantité croissante et le plateau a été relevé pour chaque mélange gazeux ainsi constitué, après complète homogénéisation de celui-ci.

En vue de déterminer la pente du plateau qui, dans certains cas, était relativement élevée, nous avons tenu compte des considérations suivantes : La tension d'amorçage V_s a été définie comme étant la tension appliquée au compteur à partir de laquelle la hauteur des impulsions croît à peu près linéairement en fonction de la tension. Pour chaque plateau, nous avons déterminé, au moyen du discriminateur de l'intégrateur utilisé, le début de cette fonction linéaire dont l'intersection avec l'axe des tensions fournit V_s à moins de 10 volts près. La figure 5 montre comment varie la hauteur des

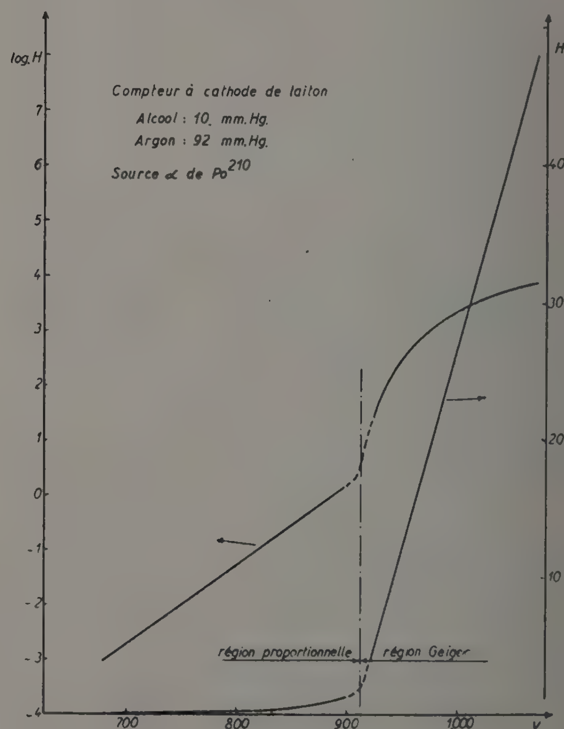


Fig. 5.

impulsions en fonction de la tension appliquée, le compteur étant irradié par un flux de particules α. La hauteur des impulsions a été déterminée au moyen d'un oscillographe après amplification linéaire suffisante.

La pente du plateau a été calculée comme étant le rapport qui existe entre l'augmentation du taux de comptage ΔN, pour un accroissement de tension de 100 volts, au taux de comptage fictif que l'on détermine en prolongeant la partie linéaire du plateau jusqu'à la tension V_s. La figure 6 représente l'allure générale des courbes de comptage, ainsi que la droite représentant la variation de la hauteur des impulsions en fonction de la tension appliquée. Elle schématise les opérations effectuées en vue de la détermination de la pente *s*. Cette façon de procéder est ainsi absolument indépendante de l'appareillage utilisé, en particulier du taux d'amplification et du seuil d'entrée de l'intégrateur. La partie rectiligne des courbes de comptage s'annonce en effet, comme l'indique la figure 6 par une partie à pente relativement forte, parfois linéaire, où les impulsions ne sont pas toutes de même grandeur et celle-ci peut apparaître à partir de tensions variables et prendre une allure différente suivant l'appareillage utilisé.

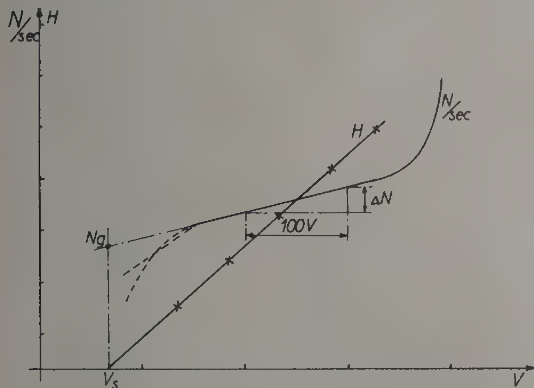


Fig. 6.

La figure 7 montre l'allure de la variation de la pente *s* du plateau et de la pente de la droite (hauteur des impulsions en fonction de la tension appliquée) en fonction de la pression partielle d'argon pour la pression de 20 mm Hg d'alcool éthylique. Les points expérimentaux présentent une dispersion relativement grande. Il est en effet apparu que la pente s du plateau prenait, pour un même mélange, des valeurs différentes d'un essai à l'autre, lesquels étaient séparés par des intervalles de temps allant de 2 heures à plusieurs dizaines d'heures, la température étant la même et pouvant être considérée comme stationnaire. Aucune évolution systématique de la valeur de la pente du plateau n'a pu être observée au cours du temps. Nous avons noté que des essais effectués à un mois d'intervalle conduisaient à des résultats analogues. Comme le montre la figure 7, la pente du plateau reste constante pour des pressions partielles d'argon supérieures à 100 mm Hg. En dessous de cette valeur la pente croît rapidement au fur et à mesure que la pression partielle diminue.

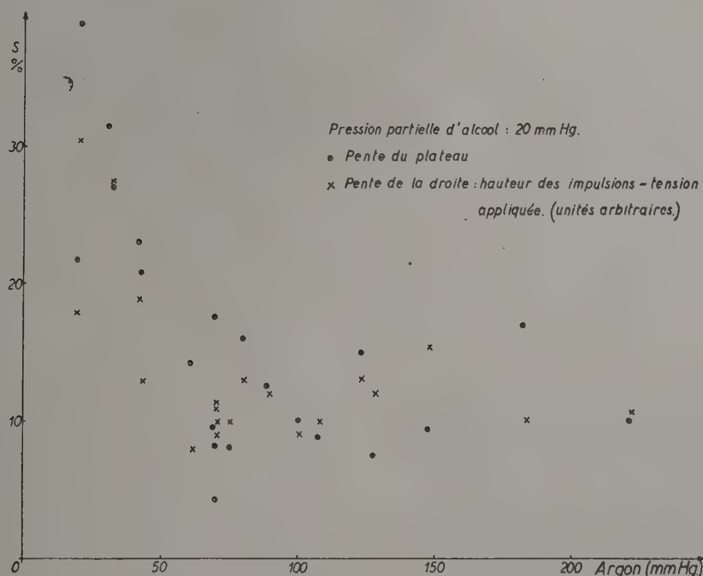


Fig. 7.

La figure 8 rassemble les résultats des trois autres

séries correspondant à des pressions partielles d'alcool respectivement égales à 5, 10 et 15 mm Hg. Elles ont été effectuées dans les mêmes conditions de travail et conduisent aux mêmes conclusions en ce qui concerne l'allure de la variation de la pente en fonction de la pression partielle d'argon, bien qu'il semble exister un minimum plus ou moins accusé pour des pressions partielles d'argon voisines de 100 mm Hg.

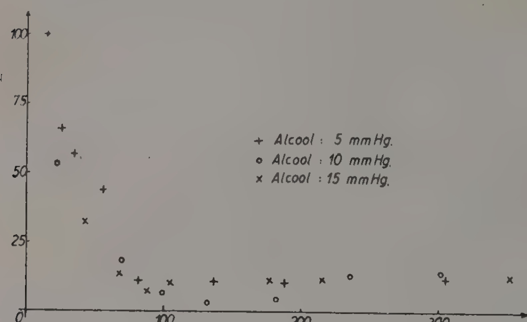


Fig. 8.

Au delà de cette valeur, la pente du plateau reste constante quelle que soit la pression partielle d'argon ou d'alcool. La pente normalisée prend approximativement la valeur 0,8, valeur qui a été trouvée par Brown et al. dans le cas des compteurs contenant un mélange argon-alcool éthylique (voir tableau I de la référence [1]).

2° Interprétation de la pente du plateau. — Les clichés de la figure 9 ont été faits à l'oscillographe pour différentes valeurs de la haute tension s'échelonnant le long de la courbe de comptage.

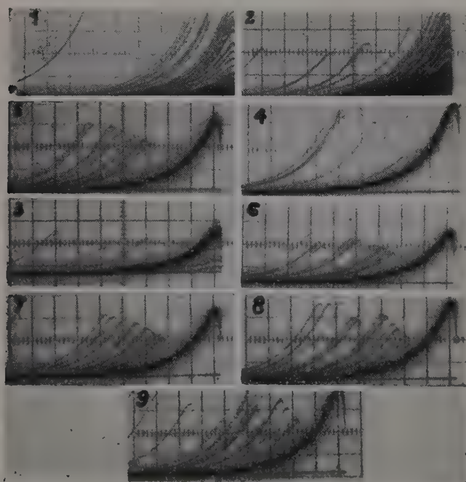


Fig. 9. — Les clichés 3 et 5 ont été permutés par erreur.

Deux cents impulsions indépendantes ont été enregistrées sur les 4 premiers clichés, 150 sur les clichés suivants. Elles ont été dénombrées par la technique de l'armement manuel de l'oscillographe. La composition du mélange gazeux était la suivante : argon : 60,5 mm Hg ; alcool : 20,5 mm Hg. La partie rectiligne du plateau débutait vers 1 300 V et était caractérisée par une pente voisine de 15 %. Le balayage s'étendait sur une durée de 1 000 μs. Notons que l'échelle verticale a été réduite progressivement au fur et à mesure que l'on augmentait la tension, la grandeur des impulsions croissant à peu près linéairement avec la tension, comme nous l'avons représenté sur la figure 6.

Pour les tensions inférieures à 1 300 V (clichés 1, 2, 3), les impulsions sont toutes de hauteur inégale et leur répartition en fonction de la hauteur évolue lorsque la tension augmente.

Le cliché 1 montre en effet une concentration de petites impulsions un peu au-dessus de l'axe des abscisses, alors que le cliché 3 indique que la grandeur des impulsions tend à s'uniformiser. Cette uniformité est d'ailleurs atteinte à partir de la tension immédiatement supérieure (cliché 4).

L'allure de la portion de la courbe de comptage qui précède le plateau proprement dit serait ainsi due essentiellement au fait que les impulsions, dont la hauteur moyenne augmente avec la tension, sont enregistrées en nombre croissant au fur et à mesure que la tension augmente.

La fréquence des impulsions enregistrées sur les clichés de la figure 9 correspondait à environ 20 c/sec. Pour ce faible taux de comptage, la probabilité pour que deux impulsions indépendantes se succèdent à moins de 1 000 μ sec est très faible (de l'ordre de 2 %). Elle est d'ailleurs pratiquement indépendante de la tension appliquée. Les impulsions que l'on peut observer sur les clichés et qui apparaissent avec un certain retard par rapport au début du balayage ne sont donc pas des impulsions provoquées par le passage d'une particule ionisante dans le compteur ; nous conviendrons de dire qu'elles ne sont pas indépendantes. Leur nombre va croissant au fur et à mesure que la tension augmente. Ce sont ces impulsions parasites qui contribuent à la pente du plateau, en particulier dans la partie rectiligne où les impulsions indépendantes sont toutes de même grandeur.

Le début de ces impulsions secondaires se situe entre 200 μ sec et 700 μ sec environ après le début des impulsions indépendantes qui les ont provoquées ; des constatations analogues ont été faites par divers auteurs [6], [9], [10]. Ce temps est de l'ordre du temps de transit des ions entre les électrodes du compteur. Les impulsions secondaires sont donc causées, soit par l'émission secondaire due aux ions positifs, soit par le retour à l'anode des ions négatifs qui prennent éventuellement nais-

sance près de la cathode lors de la dissociation des molécules d'alcool.

Nous avons constaté que, pour les différentes valeurs de la pression partielle d'alcool utilisée, la pente de la courbe de comptage garde une valeur sensiblement constante pour des pressions partielles d'argon supérieures à 100 mm Hg. environ. Selon Brown et Maroni [1] ces pressions partielles d'alcool seraient suffisantes pour que l'échange de charges entre molécules d'alcool et ions positifs d'argon, durant le transfert de ceux-ci d'une électrode à l'autre, soit complet. Le rôle des ions positifs d'argon serait ainsi fortement réduit, sinon négligeable, et les impulsions parasites seraient provoquées uniquement par les ions d'alcool. Ceux-ci auraient une certaine probabilité, soit de provoquer une émission secondaire à la cathode, soit de se dissocier en donnant naissance à un ion négatif qui en retournant à l'anode produirait une nouvelle impulsion.

Nous avons constaté en outre que, lorsque l'on modifie la pression d'argon, la pente de la droite donnant la hauteur des impulsions en fonction de la tension appliquée subit des variations parallèles à celle de la pente du plateau (*fig.* 7).

En d'autres termes, le nombre d'impulsions parasites, cause importante de la pente du plateau, varie proportionnellement à l'intensité de la décharge ou, puisque l'échange de charge est supposé complet, au nombre d'ions d'alcool qui se neutralisent à la cathode. En particulier, cette propriété est valable dans le domaine des faibles pressions partielles d'argon, là où le rôle des ions positifs du gaz rare serait *a fortiori* négligeable.

Remarquons d'autre part que des ions négatifs pourraient se former à partir des électrons primaires résultant du passage de la particule ionisante initiale, mais le nombre de ces ions négatifs resterait indépendant de la tension appliquée et ne contribuerait pas à la pente du plateau.

Par la technique de l'armement manuel du dispositif de balayage de l'oscillographe, nous avons dénombré, pour un nombre donné d'impulsions indépendantes, le nombre des impulsions parasites en fonction de la tension appliquée. La figure 10 rend compte des résultats obtenus pour un compteur de Geiger dont la pente du plateau était voisine de 15 %. La pente de la droite que l'on peut tracer par la moyenne des points expérimentaux correspond à une augmentation relative du nombre des impulsions de 6 % environ pour une différence de 100 V de la tension appliquée. Toutes les mesures faites dans ce sens avec des pressions et des concentrations différentes du mélange alcool-argon dans le compteur ont conduit à conclure que l'augmentation du nombre des impulsions parasites avec la tension est insuffisante pour expliquer à elle seule la pente du plateau. Le fait a été confirmé par les essais ultérieurs que nous avons réalisés au

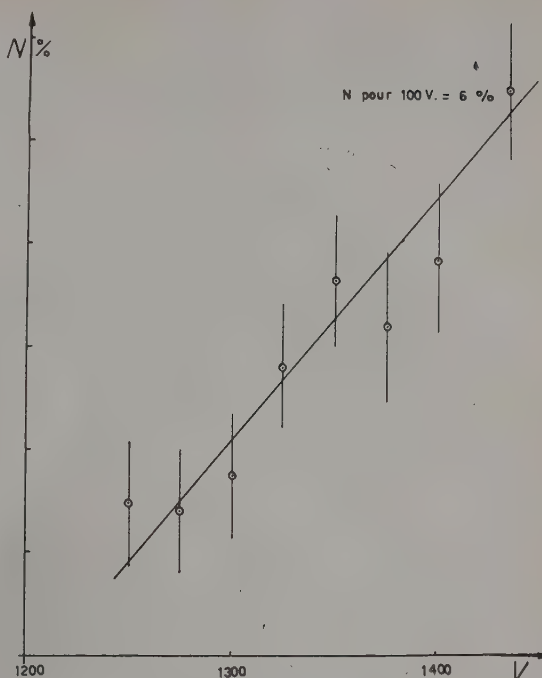


Fig. 10. — Alcool : 20,5 mm Hg. Argon : 60,5 mm Hg. N, nombre d'impulsions répétées pour 100 impulsions principales (dans un intervalle de 1 000 µs).

moyen de l'appareil à temps mort décrit précédemment. Les figures 11 et 12 montrent deux

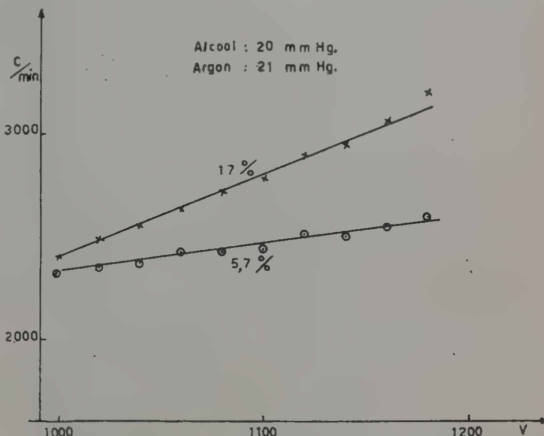


Fig. 11.

exemples où les plateaux ont été relevés simultanément sans temps mort et avec un temps mort de 1 000 µ sec et de 2 000 µ sec. La différence d'ordonnées au début du plateau, où les impulsions parasites sont relativement rares, est sensiblement égale au nombre des impulsions indépendantes qui se présentent dans un intervalle de 1 000 ou de 2 000 µ sec après le début de l'impulsion qui les

précèdent. Ce nombre reste pratiquement constant tout le long du plateau. On observe ainsi, qu'après élimination de la totalité des impulsions parasites, le plateau présente encore une pente résiduelle voisine de 5 %.

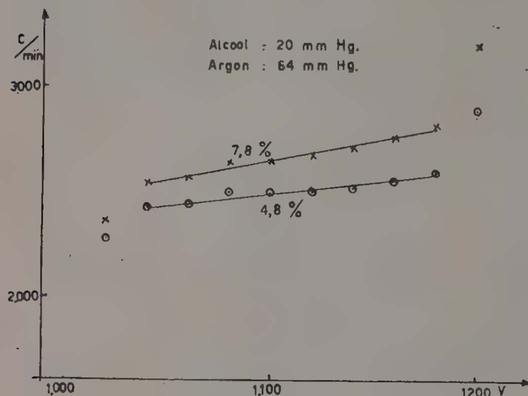


Fig. 12.

On peut penser que cette pente trouve son interprétation dans l'influence de l'ionisation initiale. En effet, si le nombre d'électrons primaires est très faible, il se peut que la première avalanche ne soit pas suivie d'autres avalanches, c'est-à-dire que cet amorçage d'impulsion ne donne pas lieu à un effet photoélectrique qui provoque la propagation de la décharge. L'impulsion qui en résulte ne peut être observée. Ainsi qu'elle a été calculée théoriquement par Wilkinson [4] pour des nombres différents d'ions primaires, la probabilité d'arrêt d'une impulsion est la plus grande après la première avalanche. Au fur et à mesure que la tension augmente, cette probabilité diminue et le nombre d'impulsions mesurées augmente dans les mêmes proportions.

Si cette explication est correcte, on doit s'attendre à ce que, pour des particules α, cette probabilité soit pratiquement nulle et qu'il n'y ait pas de pente résiduelle. La vérification expérimentale de ce fait n'a pu être faite car dans la région Geiger, le nombre des impulsions parasites est extrêmement grand et perturbe considérablement les mesures. Néanmoins signalons que dans toute la zone de fonctionnement en compteur proportionnel et pour une amplification suffisante des impulsions du compteur la pente de la courbe de comptage est absolument nulle (*fig.* 13).

(*N. B.* — Les particules α tombaient sur la

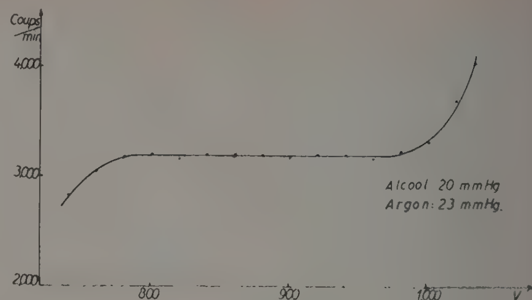


Fig. 13.

fenêtre du compteur en pinceau très mince de façon à ce que l'ionisation primaire soit sensiblement la même pour toutes les particules.)

D'autre part, cette pente résiduelle ne pouvait trouver son interprétation dans la variation du volume effectif du compteur, qui résultait de l'augmentation de tension (effet d'extrémité). En effet, les particules β étaient concentrées sur la zone centrale du compteur et toute variation du volume effectif était sans effet sur le taux de comptage. Par contre, cet effet d'extrémité peut jouer un rôle important dans d'autres conditions de mesure, notamment lorsqu'on utilise une source γ qui irradie le volume total du compteur ; la pente du plateau est alors beaucoup plus forte (*fig.* 14).

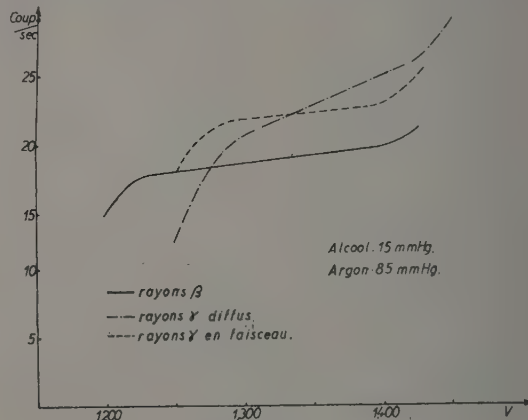


Fig. 14.

En terminant, nous désirons remercier vivement M. A. Blave pour l'aide qu'il nous a apportée lors de la mise au point de l'appareillage électronique utilisé.

Manuscrit reçu le 5 mai 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Brown (S. C.) et Maroni (C.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 241.
[2] Spatz (W. D. B.), *Phys. Rev.*, 1943, **64**, 236.
[3] Nawyn (A.), Het gasoutladingsmechanisme van den Geiger-Müller Teller, 1943.
[4] Wilkinson (D. H.), *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1417.
[5] Willard (D.) et Montgomery (C. G.), *Rev. Sc. Instr.*, 1950, **21**, 520.
[6] Curran (S. C.) et Rae (E. R.), *Rev. Sc. Instr.*, 1947, **18**, 871.
[7] Kupperian (J. E.), Murray (P. C.) et Feeny (H.), *Rev. Sc. Instr.*, 1951, **22**, 60.
[8] Jones (L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62** B, 366.
[9] Fenton (A. G.) et Fullex (E. W.), *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62**, 32.
[10] Putman (J. L.), *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **61**, 312.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 91 A.

UN TENSIOGRAPHE PHOTOÉLECTRIQUE

Par ANDRÉ VERAIN,
Laboratoire de Physique Médicale de l'Université d'Alger.

Résumé. — L'auteur discute de certaines conditions que doit remplir un instrument destiné à mesurer la tension superficielle d'une solution et à enregistrer ses variations. Il indique le principe d'appareils qu'il a imaginés et décrit un système photoélectrique basé sur l'enregistrement continu de la lumière réfléchie sur un espace plan-parallèle dans lequel se produit l'ascension capillaire du liquide.

Abstract. — The author discusses some conditions to be met by an instrument intended to measure the surface tension of a solution and to record its changes The principle of devices developed by the author is given, and a photo-electric system based on the continuous recording of the light reflected on a plane-parallel space in which the liquid is rising by capillarity way is described.

On sait que la tension superficielle d'un liquide pur est constante pour une température déterminée. Celle des solutions est beaucoup moins bien définie : elle varie avec la concentration du corps dissous et, pour une concentration donnée, peut prendre des valeurs fort différentes selon qu'on emploie pour la mesurer une méthode statique ou une méthode dynamique. La tension superficielle d'une solution en mouvement est à peu près celle du solvant pur ; au repos elle tend vers une valeur minima ou maxima selon que, d'après la théorie de Gibbs, le corps dissous se concentre à la surface (adsorption positive) ou tend à s'en éloigner (adsorption négative).

Considérant que le phénomène d'adsorption, généralement réversible, évolue assez lentement et que d'autre part les corps fortement tensioactifs sont d'ordinaire aisément adsorbables, il nous a paru intéressant de rechercher un procédé de mesure qui ne puisse troubler l'établissement progressif d'un état d'équilibre et permette de suivre de façon continue l'évolution de la T. S. Certaines méthodes doivent donc être écartées *a priori* : celles par exemple où l'on mesure la force nécessaire à l'arrachement d'un anneau qui troublent l'évolution vers un équilibre superficiel et, par leur principe même, informent de façon discontinue ; il en est de même des méthodes stalagmométriques.

Une méthode optique mettant en évidence les modifications de la surface libre du liquide paraît devoir apporter à ce problème une solution satisfaisante.

Nous avons tout d'abord étudié un dispositif dans lequel le liquide à étudier était contenu dans une petite cuve cylindrique en verre, construite par la S. C. A. D., de 10 mm de hauteur et de 14 mm de diamètre. Un disque plan-parallèle en constituait le fond ; il était soudé grâce à un procédé n'altérant pas sa qualité optique. Il est possible de parfaitement nettoyer une telle cuve au mélange sulfo-chromique ce qui assure l'excellente mouillabilité de ses parois. La surface libre du liquide forme alors un ménisque concave dont la courbure dépend, entre autres facteurs, de la tension superficielle. Un faisceau de rayons parallèles dirigé verticalement sur la préparation la traverse et peut être intercepté par une photopile convenablement diaphragmée et réunie à un galvanomètre. Si l'intensité de la source lumineuse est maintenue bien constante, le courant photoélectrique est, toutes choses égales par ailleurs, fonction du degré de divergence du faisceau émergent, donc de la T. S. du liquide.

Quoique cette méthode soit d'exécution simple et que de nombreux essais nous aient montré le bien-fondé de son principe, nous n'avons pas persévéré dans cette voie pour les raisons suivantes :

1° Les variations du courant photoélectrique ne peuvent être considérées comme fonction linéaire de la T. S. qu'entre d'étroites limites de celle-ci.

2° Assez faible sensibilité.

3° S'il est possible d'étalonner l'appareil avec des témoins de T. S. connue, le résultat des mesures ultérieures n'est pas très précis ; il peut être grandement faussé par l'absorption propre du liquide (trouble, coloration).

4° Nous ne disposions alors ni des moyens d'enregistrement ni des procédés d'amplification de petits courants que nous avons pu obtenir depuis.

Nous avons alors songé à mesurer, toujours par un procédé photoélectrique, la hauteur de la colonne liquide qui s'élève dans un tube capillaire. La loi de Jurin indique en effet que cette hauteur est proportionnelle à la tension superficielle du liquide. Le capillaire étant vivement éclairé, on forme son image sur une fente derrière laquelle est disposée la photopile.

Quoique plus encourageants que ceux de la

méthode précédente, les résultats expérimentaux ne nous ont pas entièrement satisfait car si, comme on devait s'y attendre, le courant photoélectrique dépend linéairement de l'ascension du liquide dans le capillaire, l'écart des valeurs observées pour des ascensions très différentes resta toujours assez faible : le contraste n'est pas assez accusé entre la colonne liquide et l'air qui la surmonte.

Une objection plus sérieuse peut être élevée contre cette méthode : les modifications de concentration du corps tensioactif qui, pour une cause quelconque, se produisent dans la masse du liquide doivent être transmises jusqu'au ménisque pour produire à ce niveau une altération de la force ascensionnelle ; or la longueur de la colonne liquide dans le capillaire et sa faible section font obstacle à la diffusion rapide de l'agent modificateur. On ne peut donc attendre une réponse rapide d'un tensiographe établi sur ce principe.

La technique à laquelle nous nous sommes arrêté tient compte de ces observations, quoique toujours basée sur l'ascension capillaire. Quand on reproduit des expériences comme celles de Devaux et de Langmuir où l'on peut observer l'étalement d'une trace d'acide gras à la surface de l'eau, on est frappé par l'extraordinaire rapidité avec laquelle celui-ci s'étend pour former un film très mince. Le caractère quasi-explosif de cette extension suffirait à justifier la comparaison que Langmuir établit entre le comportement de telles couches minces non comprimées et l'expansion des gaz. Dans un tensiographe basé sur l'ascension capillaire il importe donc que la « surface sensible » reste en relation de continuité avec la surface libre du liquide. *Pour atteindre ce but il suffit de substituer au tube capillaire un espace étroit limité par deux parois parallèles et parfaitement mouillables.* Le liquide s'élève entre ces parois et l'altitude du ménisque cylindrique limitant vers le haut la lame soulevée est proportionnelle à la tension superficielle. Un tel dispositif offre de surcroît l'avantage de permettre une mesure optique facile de l'ascension basée sur la réflexion totale que peut subir un faisceau lumineux sur la lame d'air surmontant la lame liquide.

Description du tensiographe. — L'espace où se produit l'ascension est limité par la face hypoténuse d'un prisme rectangle P en verre, d'arêtes verticales et par une lame de verre dépoli P' à faces parallèles. L'espacement est maintenu par une cale d'épaisseur K. Nous avons adopté les dimensions suivantes :

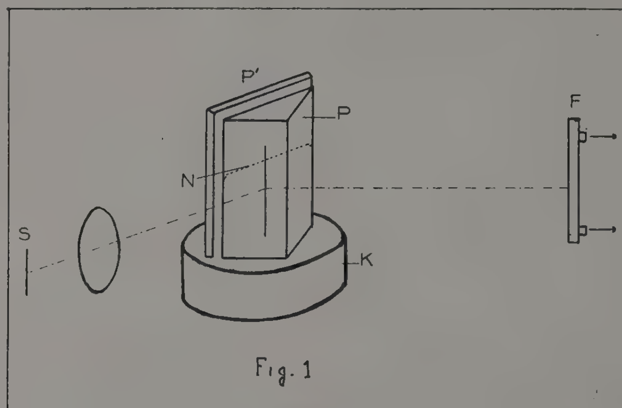


Fig. 1.

Hauteur du prisme et de la lame	= 9	centimètres
Hauteur utile à l'ascension	= 8	»
Espacement	= 0,04	»

L'ensemble peut être aisément nettoyé par immersion presque totale dans un mélange sulfochromique concentré, puis soigneusement rincé. Un support rigide muni d'un encliquetage à bille maintient le dispositif à altitude constante, au-dessus du liquide à étudier ; celui-ci emplit presque à ras bord un petit cristallisoir qu'un mouvement à crémaillère permet d'exhausser jusqu'à ce que la surface libre mouille la section inférieure du prisme.

Un système optique à longue focale donne d'une source lumineuse linéaire S une image verticale S' dans l'espace laminaire où le liquide monte par capillarité jusqu'en N. La lumière traverse la lame liquide au-dessous de N tandis qu'au-dessus de ce niveau elle subit la réflexion totale. La photopile F intercepte la lumière réfléchie et le courant qu'elle produit agit sur un galvanomètre enregistreur à plume encrée par l'intermédiaire d'un amplificateur magnétique. L'intensité de ce courant varie en raison inverse de l'altitude du niveau N. Elle est naturellement maxima quand l'espace laminaire est entièrement occupé par de l'air puisque l'aire de réflexion totale est alors à son maximum.

Réglage et étalonnage. — Il est indispensable que l'émission de la source soit parfaitement constante : on emploie une lampe à filament linéaire volontairement sous-voltée, alimentée par une batterie d'accumulateurs montée en tampon. D'autre part une photopile F′ non représentée dans le schéma de principe reçoit directement la lumière issue de S à travers un diaphragme réglable ; montée en opposition avec la cellule F, son rôle est de compenser les fluctuations résiduelles d'intensité de la lampe.

On étalonne l'appareil à l'aide de liquide de T. S. connue. L'eau ($\sigma = 72{,}8$ dynes : cm à $+ 20$ °C) et l'acool absolu ($\sigma = 22{,}8$ dynes/cm à $+ 20$ °C) conviennent bien car l'intervalle de leurs T. S. couvre un domaine qu'on ne déborde presque jamais. On recherche la sensibilité maxima en

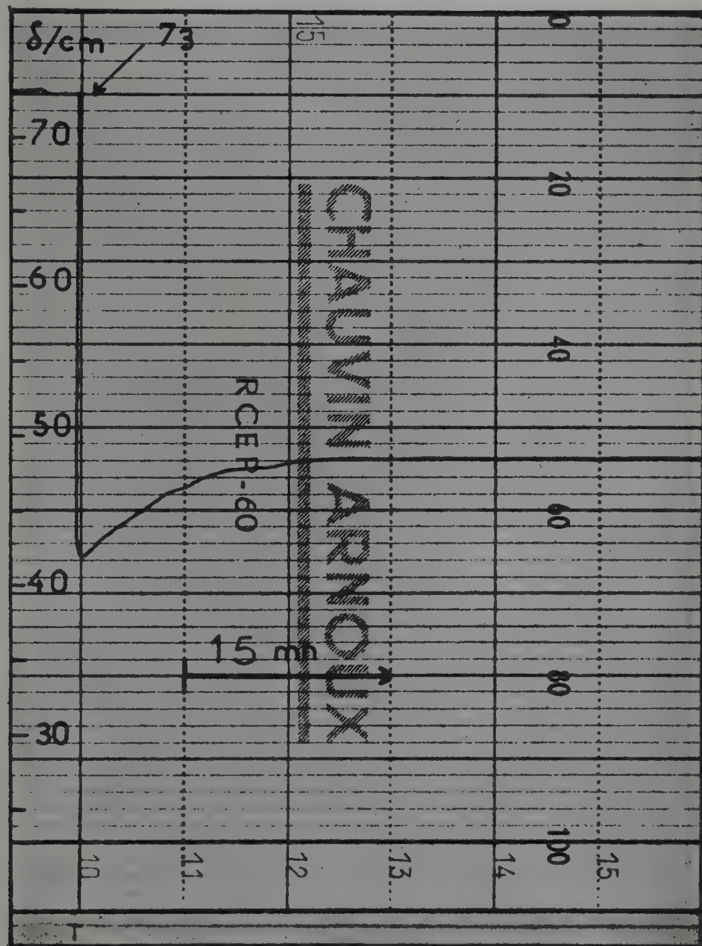


Fig. 2.

réglant le gain de l'amplificateur de telle sorte que cet intervalle occupe presque toute la largeur utile de la bande d'enregistrement.

Il est alors possible d'enregistrer l'évolution de la T. S. d'une solution : les ordonnées de chaque point du graphique peuvent être déterminées par interpolation linéaire dans l'intervalle ainsi défini.

Pour nous assurer que les indications du tensiographe obéissent bien à une loi linéaire, nous avons opéré le contrôle suivant : le niveau du liquide dans le cristallisoir est d'abord élevé aussi haut que possible ; on le fait baisser ensuite à vitesse bien constante en évacuant le liquide au moyen d'un siphon capillaire dont la branche ascendante est fixée à un petit flotteur. Dans l'espace éclairé, le niveau N baisse à la même vitesse et l'on peut constater sur la bande d'enregistrement que le diagramme $I = f(t)$ est une droite à peu près parfaite.

Expérimentation. — Quelques expériences exécutées à l'aide de ce tensiographe nous ont permis de vérifier certains faits déjà signalés mais dont la

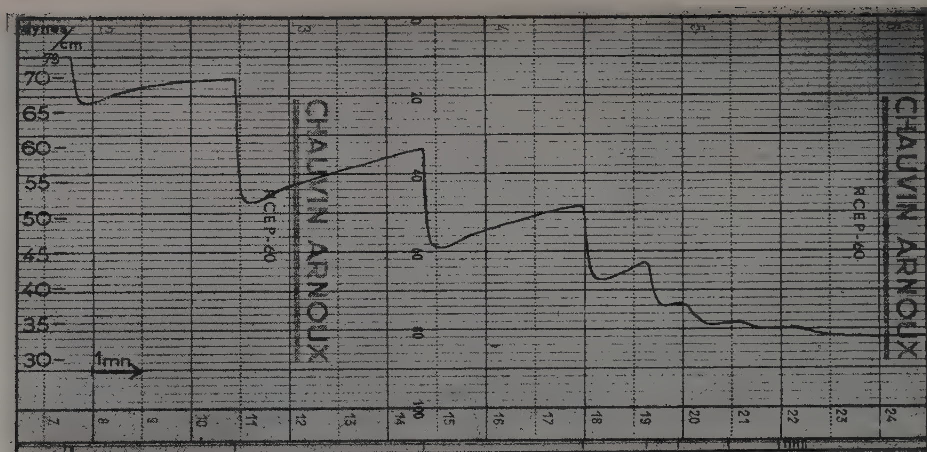

dynes/cm
73
70
65
60
55
50
45
40
35
30
1mn
CHAUVIN ARNOUX
RCEP-60
20
40
60
80
100
7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19 20 21 22 23 24

Fig. 3.

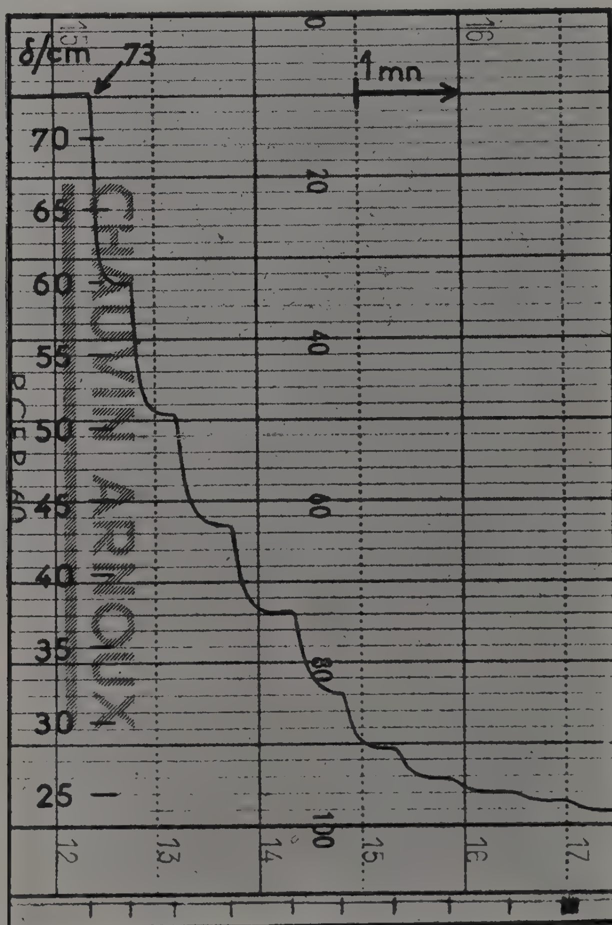

δ/cm
73
1mn
70
65
60
55
50
45
40
35
30
25
CHAUVIN ARNOUX
RCEP-60
20
40
60
80
100
12 13 14 15 16 17

Fig. 4.

validité pouvait être contestée, d'un point de vue quantitatif du moins :

1° Ainsi par exemple, Lecomte du Noüy a signalé que lorsqu'on ajoute à de l'eau pure un corps tensioactif on note une chute rapide, suivie d'une remontée lente de la tension superficielle. L'évolution de ce phénomène ne peut être suivie de façon bien précise avec le tensiomètre à arrachement d'anneau qu'employait l'expérimentateur précité car :

a) un intervalle de trente secondes au moins sépare les pointés successifs ;

b) chaque mesure perturbe l'arrangement moléculaire en cours d'établissement et de ce fait est entachée d'erreur.

La figure 2 montre un enregistrement, avec notre tensiographe, de la tension superficielle de l'eau avant et après dépôt dans le cristallisoir.

Le minimum succédant à cette adjonction est atteint en 1 seconde et a pour valeur 42 dynes/cm. La T. S. remonte ensuite lentement et n'atteint une valeur stationnaire de 48,5 dynes/cm qu'après au moins 20 minutes.

2° L'adjonction à l'eau de quantités égales d'un acide sulfoné aboutit toujours à la même valeur finale de la T. S. mais le minimum est atteint beaucoup plus rapidement avec une solution alcoolique qu'avec une solution aqueuse du produit.

3° Quand on ajoute à l'eau, par gouttes régulièrement espacées, une solution d'un corps tensioactif, la T. S. décroît par gradins de moins en moins importants et tend vers une valeur minima constante, sans doute témoin d'une saturation superficielle. Ce minimum permanent, σ, dépend de la substance étudiée. En désignant par σ_0 la tension superficielle du solvant pur on peut classer les corps tensioactifs selon les valeurs croissantes de leur pouvoir dépresseur : $\sigma_0 - \sigma/\sigma_0$. La comparaison de quelques substances réputées fortement tensioactives nous a donné les résultats suivants :

	σ dynes/cm	$\frac{\sigma_0 - \sigma}{\sigma_0}$
Acide cholique	47	0,36
Alcool caprylique	37	0,49
Alcool octylique	33	0,55

5° La comparaison des valeurs obtenues par cette méthode avec celles mesurées par arrachement d'un anneau (tensiomètre de Lecomte du Nouy) montre toujours un écart important et significatif : ainsi, après une heure de repos, la T. S. d'une solution d'un acide sulfoné était de 55 dynes/cm par arrachement contre 31 dynes/cm au tensiographe.

L'écart ne saurait surprendre si on considère que le tensiographe permet une mesure statique alors que l'apposition puis l'arrachement d'un anneau perturbent la stratification des molécules au voisinage de la surface et conduisent à des valeurs intermédiaires entre T. S. statique et T. S. dynamique.

Manuscrit reçu le 14 avril 1958.

MÉTHODE POUR DÉTERMINER LES COMPOSANTES DE LA PERMÉABILITÉ COMPLEXE DIÉLECTRIQUE

Par Sazdo IVANOV,
École Polytechnique de Sofia (Bulgarie).

Résumé. — Dans le présent travail on propose une nouvelle méthode à décalage de phase qui permet d'effectuer bien sûrement la séparation, la mesure et la détermination des variations des pertes ainsi que celles de la perméabilité diélectrique. Elle donne une précision suffisante pour ce genre de mesure, malgré la simultanéité des pertes et de la perméabilité diélectrique à l'éclairement des phosphores polycristallins et des monocristaux de CdS. Elle permet également d'étudier d'autres semi-conducteurs. La méthode à battements électriques que caractérise une haute sensibilité ne convient pas pour effectuer la séparation indiquée. D'autres auteurs ont utilisé dans le même but des méthodes à résonance pour étudier les mêmes phénomènes quand ils évoluent plus lentement et dans ce cas la précision est moins grande que celle obtenue par la méthode que propose l'auteur.

L'appareillage que l'on utilise pour l'application de la nouvelle méthode s'adapte facilement à la mesure des variations des pertes, ou bien, de celles de la perméabilité diélectrique.

Par la méthode proposée on étudie les variations des pertes et de la perméabilité diélectrique de différents phosphores mixtes, ZnS-CdS, activés par Cu, ainsi que des monocristaux de CdS lorsqu'on les éclaire par une lampe à vapeur de mercure.

La cinétique des phénomènes de l'éclairement diffère pour les deux espèces de semi-conducteurs.

Abstract. — The article presents a new method with phase displacement which provides great accuracy in the separation, measurement and the tracing of the changes of the losses as well as of the dielectric permeability. By this method sufficient accuracy is obtained for this kind of measurement, despite the simultaneous display of the losses and the dielectric permeability of crystal phosphors and monocrystals of CdS when illuminated. Other semi-conductors could also be investigated by this method. The method with the electrical beats characterized by its high sensitivity proved to be unsuitable for the separation mentioned above. Other authors have used resonance methods but with processes proceeding more slowly, these methods give less accuracy than the method submitted by the author.

The apparatus with which this method is used permits easy tuning for measurment only of the change of the losses or for measurement only of the changes of the dielectric permeability.

With the submitted method investigations of the changes of the losses and of the dielectric permeability of different mixed phosphors ZnS-CdS activated with Cu are made, as well as of the monocrystals from CdS when irradiated with the light from a mercury vapour lamp. The kinetics of the processes in both kinds of semiconductors is different.

La méthode des battements électriques [1], les méthodes de résonance [2] et la méthode de la composante de courant continu [3] ne permettent pas de séparer de façon satisfaisante les variations de la perméabilité et des pertes diélectriques qui apparaissent simultanément si on éclaire certains semi-conducteurs insérés comme diélectriques dans un condensateur de mesure. Ces méthodes ne donnent pas, non plus, la cinétique de ces phénomènes. Avec quelques-unes d'entre elles [3] on a réussi à séparer les variations de la conductibilité active, tandis qu'il n'en est pas de même en ce qui concerne la perméabilité diélectrique. Avec les méthodes de pont [4] on peut mesurer les variations de la perméabilité diélectrique et les pertes diélectriques avec une précision de l'ordre de 0,01 à 0,1 %, mais elles ne donnent pas la cinétique des phénomènes.

Il est évident qu'il faut passer à d'autres méthodes permettant la séparation des effets dus aux variations simultanées des pertes et de la capacité. Dans ce but, nous nous sommes orientés vers une méthode qui permet d'utiliser les résultats théoriques sur la séparation de phase [5], et par suite de séparer et d'étudier avec une certitude considérable aussi bien les variations des pertes que les variations de la perméabilité diélectrique, et ceci avec une précision satisfaisante pour ce genre de mesures, quoique ces variations s'établissent simultanément.

Pour résoudre ce problème nous procédons de la manière suivante. Soit un condensateur de mesure avec l'échantillon du phosphore polycristallin à étudier, employé comme diélectrique. Ce condensateur fait partie d'une résistance complexe dont l'expression est de la forme

$$\dot{Z} = Z\,(\cos\varphi + j\sin\varphi). \qquad (1)$$

Si la capacité et les pertes varient, on voit que le module Z et la phase φ varient aussi. Lorsque la résistance choisie est traversée par un courant de haute fréquence et d'intensité constante, il existe

entre ses extrémités une tension $\dot{U}_c$ qui varie aussi avec la variation de Z. Un tel cas a été traité par P. Ivanov [5]. Celui-ci démontre qu'à certaines conditions il est possible que cette tension fondamentale porteuse $\dot{U}_c$ soit modulée avec une tension $\dot{U}$ de composantes u et v correspondant à deux signaux ayant une différence de phase de $\pi/2$



FIG. 1.

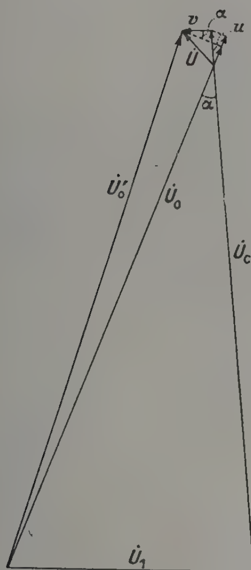


FIG. 2.

(*fig.* 1). La tension u n'est proportionnelle qu'à la variation de la conductibilité active Δg due à la variation des pertes, et la tension v n'est proportionnelle qu'à la conductibilité réactive $\omega \Delta C$ de l'échantillon du phosphore polycristallin examiné, si de telles variations existent, c'est-à-dire

$$u = k \Delta g \qquad v = k\omega \Delta C \tag{2}$$

ou bien on a seulement

$$u = k' \omega \Delta C \qquad v = k' \Delta g. \tag{2'}$$

Les coefficients de proportionnalité k dans les deux relations de (2) sont égaux, aussi bien que les coefficients k' dans (2'). Cette condition est très utile lorsqu'on effectue les mesures pratiques notamment elle permet d'étalonner le dispositif pour une des composantes, et de mesurer les variations des deux composantes [5]. Pour la séparation de u et v dans le cas le plus général. A. Lösche [6] a procédé de la manière suivante. La tension fondamentale porteuse $\dot{U}_c$, obtenue d'un générateur donné est mêlée avec une autre tension $\dot{U}_1$ obtenue du même générateur et par conséquent de la même fréquence. Des deux tensions $\dot{U}_c$ et $\dot{U}_1$ on obtient la tension résultante $\dot{U}_0$ comme il est indiqué sur la figure 2.

Le choix des tensions doit être fait de telle sorte que soit remplie la condition nécessaire suivante

$$\dot{U}_0 \gg \dot{U} = \sqrt{u^2 + v^2}. \tag{3}$$

Si la condition (3) est remplie, l'amplitude de la tension résultante $\dot{U}_0$ sera modulée avec la projection de la tension $\dot{U} = \sqrt{u^2 + v^2}$ correspondant au signal commun sur la direction de $\dot{U}_0$. En présence de la tension modulée $\dot{U}$, et des tensions modulantes u et v, la tension résultante prend la valeur $\dot{U}'_0$ qui peut être exprimée à peu près ainsi

$$\dot{U}'_0 \simeq \dot{U}_0 + u \cos \alpha - v \sin \alpha \tag{4}$$

ou bien

$$\dot{U}'_0 \simeq \dot{U}_0 + U' - U''. \tag{4'}$$

1. Pour éliminer l'influence de la composante transversale v en quadrature, la condition suivante est nécessaire

$$U'' = v \sin \alpha = 0 \tag{5}$$

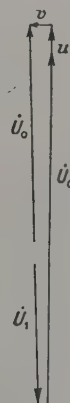


FIG. 3.

c'est-à-dire

$$\alpha = 0 \text{ ou } \pi. \tag{6}$$

Cette exigence peut être satisfaite pour chaque valeur de $\dot{U}_1$ pourvu que la condition (3) soit observée. Le cas où α est presque nul est montré sur la figure 3.

Il est évident que l'amplitude de la tension résultante $\dot{U}_0$ ne sera modulée qu'avec des variations de tension de la composante longitudinale — composante u en phase.

Les variations de v ne feront que moduler d'une manière négligeable la phase de $\dot{U}_0$ qui n'a pas d'importance dans notre cas. En particulier, la tension $\dot{U}_1$ peut être égale à zéro, c'est-à-dire la tension fondamentale porteuse $\dot{U}_c$ peut en général ne pas être mêlée avec la tension supplémentaire $\dot{U}_1$ (*fig.* 1).

2. Pour éliminer l'influence de la composante longitudinale, composante en phase, on doit remplir la condition suivante

$$U' = u \cos \alpha = 0 \tag{7}$$

c'est-à-dire

$$\alpha = \frac{\pi}{2}, \quad 3\frac{\pi}{2}. \tag{8}$$

Dans ce cas la tension supplémentaire $\dot{U}_1$ doit être choisie en sorte que la tension résultante $\dot{U}_0$ forme avec la tension porteuse $\dot{U}_c$ un angle égal

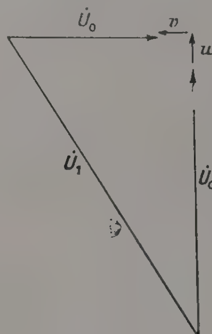


Fig. 4.

$\alpha = \pm \pi/2$ comme il est indiqué sur la figure 4. On voit que la tension résultante $\dot{U}_0$ ne subit de modulation d'amplitude qu'avec les variations de tension de la composante transversale, composante en quadrature v, tandis que les variations de u ne feront que moduler insensiblement la phase $\dot{U}_0$.

D'après l'exposé précédent, on voit que si la tension fondamentale porteuse $\dot{U}_c$ est mêlée avec la tension supplémentaire $\dot{U}_1$, il est possible de séparer les variations de u et v qui sont proportionnelles respectivement à Δg et $\omega \Delta C$ résultant de la formule (2). On peut effectuer un tel mélange au moyen de dispositifs radiotechniques les plus ordinaires, par exemple en utilisant deux amplificateurs de la fréquence porteuse. L'un des amplificateurs possède une impédance déterminée par la présence du condensateur de mesure avec l'échantillon du phosphore polycristallin, tandis que l'autre amplificateur contient des éléments amortissants et déphasants. Les tensions ainsi obtenues sont appliquées à l'entrée d'une lampe amplificatrice.

Pour diminuer, ou même supprimer complètement les bruits de générateur, il est nécessaire que ce mélange soit fait d'après un schéma de

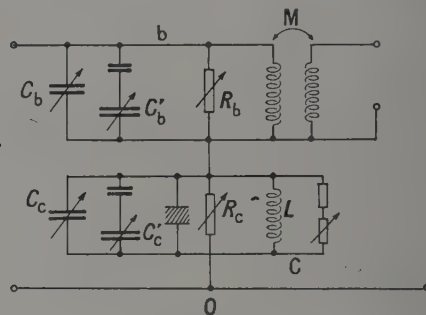


Fig. 5.

compensation convenable. Le pont sélectif de phase LCM [5] représente un schéma de compensation pareil indiqué sur la figure 5. Le condensateur de mesure avec le phosphore polycristallin est inséré dans le circuit *c* et il est caractérisé par la tension porteuse $\dot{U}_c$. La tension supplémentaire $\dot{U}_1$ à mêler avec la tension porteuse $\dot{U}_c$ est obtenue entre les extrémités du transformateur inséré dans le circuit *b*. On règle l'amplitude par la résistance R_c, et la phase par la condensateur C_b pour un accord approximatif et par C_b' pour un accord précis. Le pont ainsi choisi est inséré dans un dispositif convenable dont le schéma de principe est donné à la figure 6.

Ce dispositif représente une méthode commode pour la séparation, la mesure et l'emploi des variations des composantes de la perméabilité diélectrique complexe pour l'étude des phosphores polycristallins et d'autres semi-conducteurs.

Le premier étage du dispositif représente un amplificateur de résonance accordé. Il est nécessaire d'alimenter le pont par une source de grande résistance. Après amplification des signaux de haute fréquence dans le deuxième étage, ceux-ci sont détectés et se prêtent à l'amplificateur de courant continu monté sur l'une des parties triodes de la lampe 6H8. Cet amplificateur est un répétiteur cathodique et joue le rôle d'un transformateur d'impédance, puisque l'appareil indicateur possède une résistance relativement faible. Le répétiteur cathodique de la deuxième partie de la triode 6H8 ne sert qu'à compenser les déviations initiales de l'appareil indicateur. Les qualités pré-

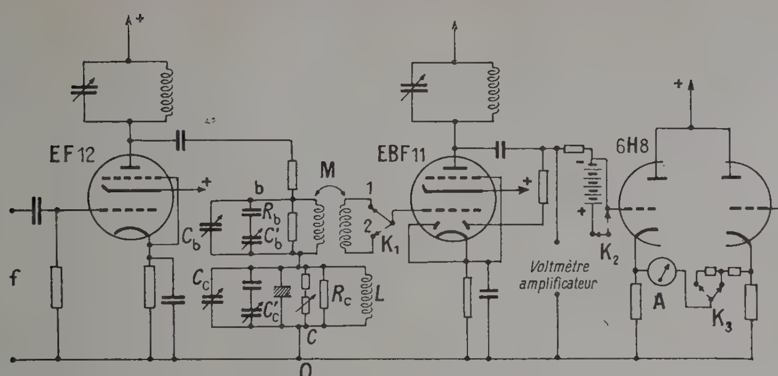


FIG. 6.

cieuses d'un tel schéma d'amplificateur cathodique, vue sa stabilité lors du travail, sont connues.

La sensibilité de mesure par cette méthode peut varier entre de larges limites en variant les résistances des shunts dans les deux circuits. La plus grande sensibilité est obtenue en supprimant ces shunts, en cas de signaux très faibles. Si les signaux sont plus forts, les résistances des shunts sont ordinairement de l'ordre de 1 à 3 ohms.

Les avantages de la méthode choisie consistent principalement en ceci :

1. Les deux circuits *b* et *c* étant alimentés par un même courant de haute fréquence, on parvient à compenser les bruits des générateurs sans que la grandeur du signal utile soit diminuée. La compensation peut être de l'ordre de 10^3 à 10^5 fois, ce qui permet de déceler les signaux les plus faibles.

2. L'une des bornes du compensateur de mesure peut être mise à la terre. Le pont a un point commun O entre l'entrée et la sortie, ce qui dispense de l'écran que nécessite le pont de Weaston à courant alternatif.

3. D'après les formules (2) ou (2′), les tensions u et v sont en raison directe des variations de la conductibilité active Δg et de la conductibilité réactive $\omega\Delta C$. Cette relation linéaire est un avantage de la méthode.

4. Les coefficients de proportionnalité devant Δg et $\omega\Delta C$ dans les formules (2) ou (2′) étant égaux entre eux [5], ce fait permet de faire la lecture des deux conductibilités sur une même échelle de l'appareil de mesure. Par conséquent celui-ci peut être étalonné pour l'une des deux conductibilités correspondant aux deux régimes, à celui en phase et à celui en quadrature. Il y aurait avantage à effectuer l'étalonnage à l'aide d'un condensateur étalon C'_b en série avec un petit condensateur fixe pour mesurer une capacité presque constante.

5. L'accord des appareils s'effectue rapidement et facilement à l'aide d'un voltmètre cathodique LV et d'un appareil de mesure A représentant un microampèremètre (*fig.* 6) de sensibilité 100 μA. Le passage d'un régime à l'autre (du régime en phase en régime en quadrature et inversement) ainsi que le changement de sensibilité sont aussi très aisés.

Mesures expérimentales. — Les appareils peuvent être mis en accord pour la mesure de la variation des pertes et de la capacité seulement.

Les résultats que nous indiquons sont obtenus par des mesures expérimentales de la variation de la perméabilité diélectrique et des pertes diélectriques sur un échantillon de phosphore polycristallin et des monocristaux de CdS.

La figure 7 montre les variations de l'accroissement de capacité ΔC pour ZnS_{50}-CdS_{50}-Cu et

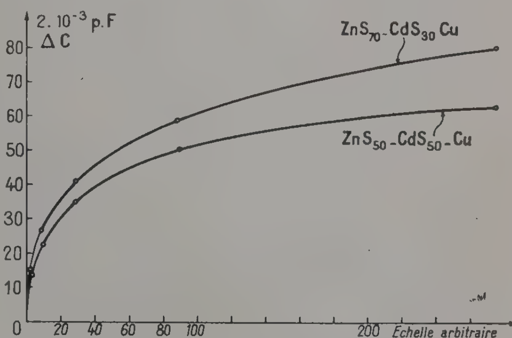


FIG. 7. — Variations de capacité en fonction de l'énergie d'éclairement.

ZnS_{70}-CdS_{30}-Cu à leur éclairement, lorsque l'influence de la variation des pertes est réduite à 2 %. Les variation suivent une loi exponentielle.

La figure 8 montre les variations des pertes du même phosphore cristallin exprimées avec les mêmes unités de mesure en fonction de la grandeur de l'énergie d'éclairement. Dans ce cas les variations suivent de même une loi exponentielle.

En comparant les deux graphiques, on voit que les variations de la composante active sont sensi-

blement moindres que celles de la composante réactive. Les graphiques des deux composantes possèdent des allures différentes. Il s'ensuit que ces variations sont provoquées par des causes entiè-

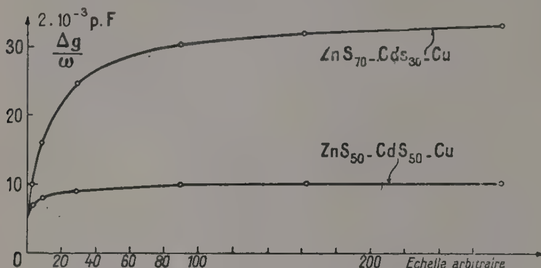


FIG. 8. — Variations des pertes en fonction de l'énergie d'éclairement.

rement ou partiellement différentes. Les expériences effectuées montrent que la méthode permet de séparer avec succès les deux composantes quoiqu'elles soient engendrées simultanément.

Les augmentations de capacité obtenues pour ce phosphore polycristallin sont moindres que celles obtenues par nous-mêmes et par d'autres auteurs utilisant la méthode des battements à cause du fait que par cette méthode on obtient simultanément les augmentations de capacité et celles dues à l'augmentation des pertes.

La figure 9 montre les résultats des mesures en

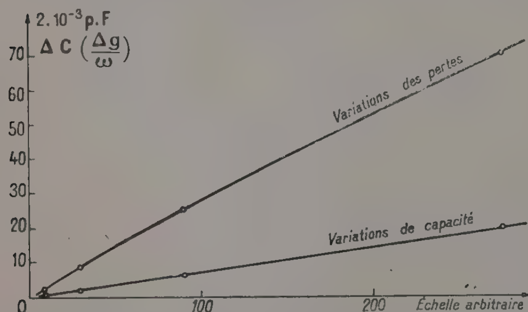


FIG. 9. — Variations de capacité et des pertes en fonction de l'éclairement avec les monocristaux de CdS N 1.

employant un monocristal de CdS d'une épaisseur environ de 0,02 mm dans un condensateur convenable. Dans ce cas l'augmentation de capacité ainsi que l'augmentation des pertes en fonction de l'énergie de l'éclairement sont presque linéaires. En outre les augmentations des pertes sont sensiblement plus grandes que les augmentations de capacité. Au contraire, avec les phosphores polycristallins en poudre, les variations de capacité sont plus grandes par rapport à celles des pertes.

La différence indiquée qui existe entre les phosphores polycristallins en poudre et les monocristaux est due probablement aux causes suivantes : 1) leur composition n'est pas tout à fait identique ; 2) l'épaisseur de la couche de phosphores polycristallins en poudre (1,23 mm) est plus grande que celle des monocristaux (de l'ordre d'un centième de mm), par conséquent ceux-ci sont transparents ; 3) les espaces d'air entre les cristaux des phosphores cristallins en poudre rompent leur homogénéité, augmentent la résistance et empêchent sensiblement la variation de la conductibilité active. Au contraire, l'homogénéité des monocristaux et la pénétration de la lumière à travers ceux-ci favorisent une variation plus sensiblement de leur conductivité active

On a effectué des mesures avec les mêmes échantillons pour étudier les variations de la perméabilité diélectrique et des pertes diélectriques en fonction du temps de leur éclairement et après cessation de celui-ci. Dans les mesures avec les phosphores cristallins il y a un accroissement progressif des variavariations de capacité jusqu'à ce que la valeur maximum soit atteinte. Avec les échantillons de CdS, c'est le contraire, c'est-à-dire que l'accroissement de ces variations atteint tout d'un coup sa valeur maximum. En outre, avec le phosphore cristallin on observe un pic pour la variation des pertes après la cessation de l'éclairement, ce qu'on ne remarque pas avec le monocristal. Le pic n'est pas observé lorsque l'énergie de l'éclairement diminue au-dessous d'une valeur déterminée.

Conclusion. — 1. La méthode présentée consiste à utiliser la différence de phase pour séparer, mesurer et étudier les variations de la perméabilité diélectrique et des pertes diélectriques avec une précision d'environ de 1 à 2 %, quoique ces variations se produisent simultanément comme composantes des variations de la perméabilité diélectrique complexe.

2. Cette méthode a été utilisée pour mesurer séparément les variations de la perméabilité diélectrique et des pertes diélectriques avec un mélange de phosphores polycristallins en poudre, et avec des monocristaux de CdS lorsque l'éclairement se fait par une lampe à mercure. On a montré la cinétique de ces effets.

3. L'augmentation des pertes diélectriques à l'éclairement des monocristaux de CdS est sensiblement plus grande que celle de la perméabilité diélectrique, tandis qu'il se produit le contraire avec des phosphores cristallins.

4. L'augmentation de la perméabilité diélectrique (*fig.* 7) et des pertes diélectriques (*fig.* 8), en fonction de l'énergie d'éclairement, avec des phosphores polycristallins en poudre suit une loi exponentielle et avec des monocristaux cette augmentation est presque linéaire (*fig.* 9). Ceci est valable dans des limites bien déterminées de l'énergie d'éclairement.

5. Avec les phosphores cristallins en poudre la cinétique des variations de capacité est différente de celle des variations des pertes. A l'obscurcissement la variation de leurs pertes est accompagnée d'un pic, après quoi les pertes diminuent d'une manière plus progressive qu'à l'augmentation des pertes lorsque les phosphores cristallins sont éclairés.

6. Avec les monocristaux l'augmentation de la perméabilité diélectrique et des pertes à l'éclairement et à l'obscurcissement se produit rapidement et est symétrique dans les deux cas. Avec les monocristaux il n'y a pas de pic.

Manuscrit reçu le 22 mars 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Ivanov (S.), *Annuaire de l'École Polytechnique*, Faculté de Mécanique appliquée de Sofia, 1947-1948 volume 3e, livre II.

[2] Borissov (M.), *Izv. Bulg. Akad. Nauk*, section Physique, 1950, volume I, 21.

[3] Garlick et Gibson, *Proc. Roy. Soc.*, A., 1947, **188**, 485.

[4] Kirkov (K.), *Mesures en Radiotechnique*, 1956, **189**, 227.

[5] Ivanov (P.), Méthode pour séparer, mesurer et examiner les variations de la perméabilité diélectrique. Note non imprimée.

[6] Lösche (A.), *Exper. Techn. Physik*, 1953, **1**, 69.

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 102 A.

MISE AU POINT D'UN MICROCALORIMÈTRE DIFFÉRENTIEL SIMPLE A CONSTANTE DE TEMPS FAIBLE

Par Mme D. BLET-TALBOT,
Laboratoire de Photométrie du C. R. S. I. M., Marseille.

Résumé. — En vue d'étudier le bilan énergétique d'une photopile au sélénium, nous avons réalisé un microcalorimètre simple, d'un type très particulier dont la constante de temps est faible (de l'ordre de 15 secondes). Étude de ses caractéristiques et description du montage optique utilisé.
Associant à ce calorimètre un amplificateur galvanométrique à contre-réaction, la théorie nous limite à l'emploi d'un seul thermo-couple. Examen des caractéristiques d'un tel amplificateur et étalonnage de l'ensemble calorimètre-amplificateur. La sensibilité obtenue est de 0,1 microwatt.

Abstract. — In order to study the thermodynamics of a selenium photocell, a simple microcalorimeter with a short time constant (of about 15 s) has been designed. Its characteristics are discussed and the optical arrangement described.
With this calorimeter is associated a feedback galvanometer amplifier, since theory permits only one thermocouple to be used. Performance of such an amplifier is studied and calibration of both calorimeter and amplifier is given. A sensitivity of 0,1 microwatt is obtained.

1. Étude théorique du calorimètre. — Les phénomènes thermiques que nous avons à étudier au sein des photopiles étant brefs et faibles, il est nécessaire d'utiliser un appareil ayant une constante de temps courte et une grande sensibilité. A cet effet, nous avons réalisé un appareillage remplissant ces conditions, le calorimètre étant associé à un amplificateur.

Pour nous permettre d'entreprendre cette étude micro-calorimétrique, M. Calvet avait eu l'extrême complaisance de nous prêter l'un de ses premiers calorimètres, sensible et stable, et nous l'en remercions bien sincèrement.

Dans cet appareil, le tube au fond duquel est logé le semi-conducteur mesure 50 cm de haut et son diamètre intérieur est de 1,4 cm ; il plonge entièrement dans l'appareil pour s'introduire dans la cellule du calorimètre, tube de laiton de 1,6 à 1,7 cm de diamètre. Ce dispositif offrait, dans notre cas particulier, deux inconvénients : 1° difficulté de diriger, sans aucune visibilité, sur la surface sensible de la photopile, un étroit pinceau lumineux qui ne devait pas effleurer la monture de la photopile, et 2° impossibilité d'envoyer sur cette photopile une énergie lumineuse suffisante du fait de la distance imposée entre elle et l'optique. En effet, si $f = 50$ cm et $D = 1{,}4$ cm, l'ouverture utile est $D/f = 1/36$, le faisceau est donc ouvert à $f/36$. Dans notre cas, $f = 14{,}3$ cm et $D = 3{,}5$ cm, le faisceau est ouvert à $f/4$ et la quantité de lumière variant comme le carré du rapport des ouvertures, soit $(36/4)^2 = 81$, nous pouvons envoyer sur le semi-conducteur 81 fois plus de lumière. L'avantage est intéressant puisque les phénomènes thermiques que nous cherchons à étudier sont proportionnels à l'énergie que reçoit la photopile.

Notre cas très particulier nous a donc amenés à abandonner le microcalorimètre Calvet pour étudier une conception totalement différente de l'appareil qui doit répondre à des besoins bien précis.

La mise au point de ce calorimètre a fait appel à la théorie pour le choix des divers facteurs tels que nombre et nature des couples, longueur et section des fils qui les constituent, masse en eau, etc...

Considérons les équations simplifiées d'un calorimètre : $\tau = \gamma/P$ et $\sigma = 1/P$ dans lesquelles τ est la constante de temps, γ la capacité calorifique du corps calorimétrique, P la somme des pertes de chaleur, σ la sensibilité.

Il est évident que τ est d'autant plus petit que P est plus grand et γ plus petit. Par contre, σ est d'autant plus grand que P est faible. Il convient donc d'adopter pour chacun d'eux une valeur satisfaisante qui, au point de vue expérimental, soit aisément réalisable.

Pour que γ soit faible, nous choisissons un corps calorimétrique de dimensions aussi réduites que possible. Pour satisfaire à cette condition, le semi-conducteur constitue lui-même le corps calorimétrique équipé d'un seul couple.

Calcul du maximum de sensibilité. — Reprenons les calculs classiques [1], [2], [3] en utilisant les symboles normalisés en thermodynamique. La force électro-motrice totale libérée par les thermocouples est : $E = nE_0 \Delta\theta$
où n, nombre de couples ;

E_0, pouvoir thermoélectrique d'un couple à la température ambiante ;

$\Delta\theta$, différence de température entre les soudures chaudes et les soudures froides.

Si l'on produit une puissance électrique W, l'intensité I qui traverse le circuit est donnée par l'expression :

$$I = \frac{nE_0 \, \Delta\theta}{\rho + nlR} \tag{1}$$

dans laquelle ρ est la résistance de l'appareil de mesure, l la longueur commune des fils des deux métaux constituant les couples, R la résistance électrique totale des fils d'un couple par unité de longueur.

Notre cas correspondant à une basse impédance, soit $\rho \simeq 0$, l'expression (1) devient :

$$I = \frac{E_0 \, \Delta\theta}{lR} \tag{2}$$

relation indépendante du nombre de couples.

D'autre part, la puissance électrique W s'écrit :

$$W = \left(P_0 + n\frac{K}{l}\right)\Delta\theta \tag{3}$$

dans laquelle P_0 est la perte de chaleur par seconde due à tout phénomène autre que la conduction dans les fils des couples et K la conductivité thermique totale des fils des couples.

N. B. — Nous avons négligé le terme relatif à la compensation d'une faible partie de la puissance par l'effet Peltier puisque $n = 1$ et que les courants de thermocouple utilisés correspondent à des dégagements ou absorption de chaleur de quelques micro-micro-calories/seconde.

Nous en exprimons la sensibilité σ, sachant que $\sigma = I/W$. Le quotient de (2) et (3) donne :

$$\sigma = \frac{E_0}{R(lP_0 + nK)}. \tag{4}$$

Pour avoir σ maximum, il faut que E_0 soit grand et que les termes du dénominateur soient petits. Nous choisirons donc pour n la valeur 1 et nous avons pris $l = 5$ cm (longueur qui sera ultérieurement réduite).

Détermination de la section des fils du couple. — Soient ρ_1, S_1, k_1 et ρ_2, S_2, k_2 successivement la résistivité électrique, la section et la conductivité thermique respectivement pour le cuivre et le constantan. R et K s'expriment par les relations :

$$R = \frac{\rho_1}{S_1} + \frac{\rho_2}{S_2} \tag{5}$$

$$K = k_1 S_1 + k_2 S_2. \tag{6}$$

En dérivant les relations (4), (5) et (6), on obtient l'expression connue $S_1/S_2 = \sqrt{\rho_1 k_2/\rho_2 k_1}$, donnant le rapport des sections, d'où le rapport des diamètres $d_2/d_1 = 4{,}5$. Le fil de constantan devrait être 4,5 fois plus gros que le fil de cuivre.

D'autre part, les calculs montrent qu'en valeur absolue les sections doivent être, dans notre cas, les plus grosses possible.

Malheureusement, l'utilisation de fils assez gros soulève une difficulté de réalisation. En effet, comme nous le verrons plus loin, les photopiles étudiées sont extrêmement minces et fragiles ; elles exigent d'être manipulées avec le plus grand soin, aussi avons-nous adopté pour constituer le couple, un diamètre de fil unique égal à 0,1 mm. Au delà de cette valeur, le constantan offre une trop grande rigidité.

L'élaboration d'un autre montage permettra d'utiliser ultérieurement des fils plus gros, donc d'accroître la sensibilité de notre appareil.

2. **Choix de l'amplificateur.** — La théorie que nous avons établie reposant sur l'emploi d'un appareil de mesure d'impédance négligeable, nous avons utilisé un amplificateur possédant cette caractéristique.

Nous avons adopté un amplificateur galvanométrique à coefficient d'amplification négatif élevé et à contre-réaction. La théorie d'un tel amplificateur dont le circuit d'entrée est, dans notre cas particulier, un galvanomètre, a été développée par G. Blet [4].

Le schéma de notre montage est représenté sur la figure 1 ci-après.

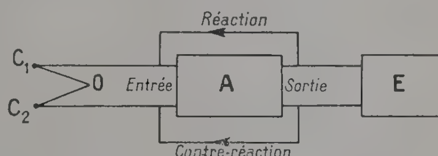


FIG. 1. — Schéma général. — C_1 et C_2, deux thermocouples reliés en opposition (fils de constantan réunis en O) ; A, amplificateur galvanométrique ; E, enregistreur.

Une boucle de réaction et de contre-réaction relie la sortie à l'entrée. Le miroir d'un galvanomètre robuste (type cubique AOIP) de sensibilité $1{,}75 \cdot 10^{-9}$ A/mm à 1 mètre ; résistance interne 116 Ω ; résistance critique 1 900 Ω ; période 3 s, reçoit l'image du filament d'une lampe 6 V-5 A alimentée avec une tension alternative stabilisée. Le faisceau lumineux, qu'un diaphragme limite à une tache rectangulaire, tombe sur une cellule photoélectrique double à gaz au césium. L'amplificateur électronique à courant continu est du type classique. Les alimentations B. T. et H. T. sont fournies chacune par un redresseur à alimentation stabilisée chargeant deux batteries d'accumulateurs auxquelles ces tensions sont respectivement opposées. Ce montage en tampon assure une parfaite stabilité.

Les calculs montrent [4] que dans un tel circuit la tension de sortie V de l'amplificateur est indé-

pendante du coefficient d'amplification K et proportionnelle à la résistance de contre-réaction R.

Si on appelle K' le taux de contre-réaction, le gain de l'amplificateur G s'écrit :

$$G = \frac{K}{1 + KK'} \simeq \frac{1}{K'} \qquad (\text{car } KK' \gg 1).$$

Autrement dit, en agissant convenablement sur K' — et le taux de réaction —, on peut à volonté régler le gain et l'impédance d'entrée Z. La théorie donne pour valeur de cette dernière : $Z = R.r.10^{-10}$, en appelant r la résistance du galvanomètre. Or R peut varier de 3 300 à 1 MΩ.

Sachant que la résistance de notre galvanomètre est $r = 116$ Ω, nous avons approximativement dans un cas $Z = 4.10^{-5}$ et dans l'autre $Z = 10^{-2}$ Ω. Même pour cette valeur extrême de R, la résistance apparente n'est que le dix millième de la résistance vraie.

La tension recueillie V est disponible aux bornes d'une résistance de notre choix (variable de 100 à 1 000 Ω) et injectée à l'enregistreur E.

3. **Description du calorimètre.** — Nous avons vu que pour réduire la constante de temps τ, il fallait diminuer la capacité calorifique du corps calorimétrique. Il était donc logique que celui-ci soit constitué uniquement par les deux semi-conducteurs équipés chacun de leur thermocouple.

3.1. Photopiles. — Les premiers essais ont été effectués avec des cellules au sélénium circulaires, de 0,5 mm d'épaisseur, de 10 mm de diamètre, fabriquées sur support métallique léger spécialement pour nos besoins par la Société allemande Falkenthal et Presser. La capacité calorifique (ou masse en eau) d'une telle cellule était de 30 mg, et la constante de temps du calorimètre de 1 mn environ. Nous voulions obtenir mieux encore. Sur notre demande, la même Société Falkenthal a réussi à nous fabriquer des cellules particulières sur support eutectique Bi — Sn — Cd, de 0,2 mm d'épaisseur (dont 0,1 mm pour le support), de 7 mm de large et 10 mm de long. La cathode est réalisée au moyen d'une bande de contact également en eutectique.

3.2. Thermo-couples. — Les deux thermocouples sont montés avec du fil de cuivre de 0,1 mm de diamètre et du fil de constantan de même diamètre. Leur longueur commune est de 50 mm. A une extrémité, ils sont finement soudés ensemble et aplatis, puis soudés à une lame de clinquant de cuivre de moins de 0,1 mm d'épaisseur et quelques dixièmes de mm de diamètre.

3.3. Support. — La photographie de la figure 2 représente le premier support en plexiglas réalisé pour les premières cellules circulaires.

Il comporte trois pieds reposant chacun en un point sur le sol. Deux barrettes parallèles, également en plexiglas, sont collées sur l'anneau du support et maintiennent les deux cellules de façon que les centres soient distants de 20 mm. Le

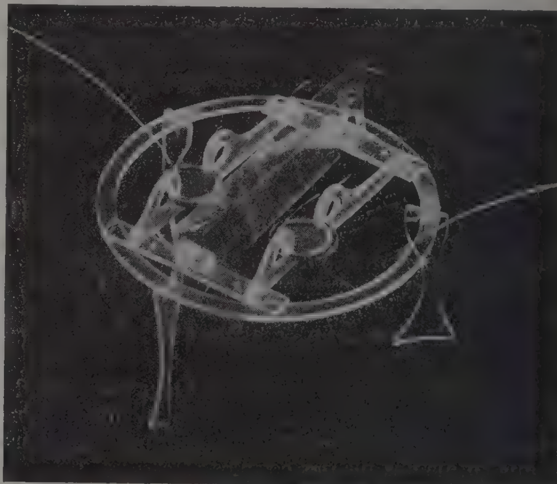


Fig. 2. — Support des deux photopiles au sélénium.

nouveau support est conçu selon le même principe et ne diffère du précédent que par la forme de la barrette. Au lieu d'être maintenues par la pression de l'extrémité de deux arceaux, les cellules sont simplement glissées dans une fente fine comme le montre la figure 3 très agrandie.

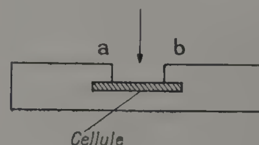


Fig. 3. — Schéma d'une partie du nouveau support simplifié.

C'est la bande de contact qui se trouve coincée sous les parties a et b, la surface sensible de la cellule étant par côté de manière à recevoir librement un rayonnement donné. Les électrodes sont faites avec du fil de cuivre de 0,1 mm de diamètre. Le fil de cathode vient se glisser sous a (ou b) au contact de la bande d'eutectique, et le fil d'anode est glissé sous la cellule, entre celle-ci et le plexiglas. Chaque cellule est évidemment dépourvue de monture. La soudure du thermocouple vient à son tour se glisser sous la face postérieure de la cellule, tout comme le fil d'anode dont elle est éloignée d'environ 2 à 3 mm. Une cloison en papier noir sépare les deux cellules pour éviter toute réflexion lumineuse parasite.

3.4. Récipient calorimétrique. — Le semi-conducteur repose, par l'intermédiaire de son support en plexiglas, au fond d'un récipient cylindrique en cuivre rouge d'environ 50 mm de diamètre et 100 mm de haut, muni d'un seul tube latéral permettant la sortie de la totalité des fils. Une cosse soudée intérieurement à la paroi reçoit les deux fils de constantan reliés ensemble puisque les deux couples sont branchés en opposition. Un mince couvercle en plexiglas protège ce récipient des courants d'air extérieurs et de la poussière, et permet le passage de la lumière. Ce récipient est introduit dans un grand vase Dewar garni de coton hydrophile que ferme un épais couvercle d'isover échancré pour le passage de la lumière. L'ensemble est entouré d'un volumineux matelas d'isover maintenu par une ceinture en carton.

4. **Montage optique.** — Il est représenté par le schéma de la figure 4.

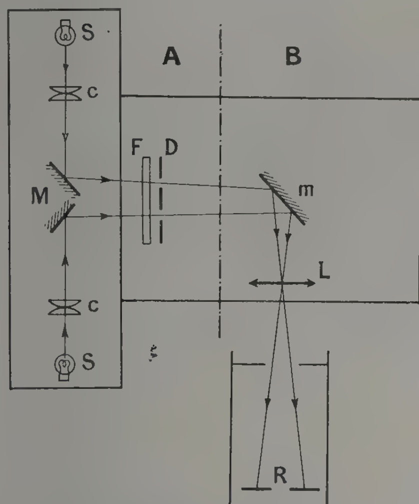


Fig. 4. — Montage optique. — Pour la commodité d'exécution du schéma, l'ensemble du montage a été représenté en plan, alors que la partie A est horizontale et la partie B verticale.

Le montage, parfaitement symétrique, comprend deux faisceaux lumineux identiques.

- S, lampes à incandescence 6 V — 5 A.
- C, condenseur.
- M, miroirs plans aluminiés.
- F, filtres.
- D, diaphragmes circulaires de 5 mm de diamètre.
- m, miroir plan incliné à 45°.
- L, lentille.
- R, semi-conducteurs.

Les condenseurs forment sur les diaphragmes D l'image des filaments des sources après réflexion sur les miroirs M ; la lentille L forme sur les cellules dont elle est distante de 143 mm l'image des trous D.

Ce dispositif optique est fixé sur une planche de duralumin épais, maintenue rigidement au-dessus du plan de travail par trois cornières, ce qui permet de suspendre le récipient calorimétrique à cette plaque métallique et de l'y fixer solidement avant son introduction dans le vase Dewar. Avant cette opération il est en effet indispensable d'effectuer la mise au point optique sur les semi-conducteurs pendant qu'ils sont visibles. Chaque image lumineuse a 5 mm de diamètre. Un carter en bois, muni de deux volets pour le passage des faisceaux lumineux incidents, élimine la lumière parasite.

4.1. Choix des filtres. — Il importait à la fois de disposer d'un rayonnement aussi monochromatique que possible et d'éliminer rigoureusement tous les rayons du proche infra-rouge qui produisent sur les cellules au sélénium des phénomènes de fatigue. Cette seconde condition est remplie à l'aide d'une cuve contenant simplement une solution saturée de SO_4Cu, sous 1 cm d'épaisseur. D'autres filtres anti I. R. (6) ont été étudiés, mais aucun n'a donné pleinement satisfaction.

Si la bande spectrale isolée est étroite, elle n'est pas monochromatique. Nous avons adopté le filtre Wratten n° 40, vert, qui a son maximum de transmission pour la longueur d'onde $\lambda = 0{,}51\ \mu$, longueur d'onde pour laquelle les cellules au sélénium présentent leur sensibilité maxima. Au-dessous de $0{,}46\ \mu$ et au-dessus de $0{,}63\ \mu$, la transmission du filtre est négligeable.

4.2. Alimentation des sources lumineuses. — La stabilité rigoureuse de la tension appliquée aux bornes des deux lampes est obtenue en opposant à une batterie d'accumulateurs une tension alternative régulée, redressée et filtrée. En outre, pour que les deux sources fonctionnent dans les mêmes conditions, elles sont branchées en série. Elles sont également légèrement sous-voltées, pour éviter un vieillissement trop rapide.

5. **Calcul des caractéristiques du calorimètre.** — 5.1. Détermination de la capacité calorifique γ_1 d'une cellule au sélénium. — Connaissant le poids total de la photopile, l'épaisseur et la composition du support eutectique, l'épaisseur du dépôt de sélénium et les chaleurs spécifiques de tous les constituants, nous en déduisons : $\gamma_1 = 3{,}39$ mg.

5.2. Capacité calorifique γ_2 d'un couple. — Connaissant le poids du couple et la longueur des fils de cuivre et de constantan, on en déduit le poids de chaque élément (y compris la pastille de clinquant), d'où $\gamma_2 = 0{,}83$ mg.

La capacité calorifique totale de la cellule associée à son couple atteint donc : $\gamma = 4{,}2$ mg.

5.3. Calcul des pertes. — Les échanges de chaleur s'effectuent au sein de notre calorimètre des trois manières connues suivantes : par rayonnement, par conduction, ainsi que par convection puisque nous opérons dans l'air (notre installation comporte le moyen de faire le vide, mais les essais réalisés dans l'air et dans le vide ont donné des résultats comparables quant à la sensibilité et à la stabilité). Nous avons adopté les coefficients relevés soit dans le recueil de Fabry [5], soit dans le manuel de Hütte [6].

Les résultats sont les suivants :

a) pertes par rayonnement par la surface totale de la cellule :

$$8{,}18.10^{-4}\ d\theta \text{ watts}$$

b) pertes par les faces de la cellule dans l'air (par convection et conduction) :

$$2{,}62.10^{-4}\ d\theta \text{ watts}$$

c) pertes par conduction par les fils :

$$3{,}18.10^{-4}\ d\theta \text{ watts.}$$

La quantité de chaleur totale perdue par la cellule est donc :

$$P = 14{,}0.10^{-4}\ d\theta \text{ watts.}$$

Nous avons négligé les pertes par le support en plexiglas.

Calcul de τ et σ. — Les résultats trouvés précédemment permettent d'évaluer la constante de temps τ et la sensibilité σ.

Reprenons les équations simplifiées (chap. 1) du calorimètre :

$$\tau = \gamma/P \quad \text{et} \quad \sigma = 1/P.$$

Sachant que le pouvoir thermoélectrique d'un couple cuivre-constantan est 40.10^{-6} v/°C, nous avons pour σ :

$$\sigma = \frac{40.10^{-6}}{14.10^{-4}} = 0{,}0286\ \mu\text{V}/\mu\text{W}.$$

Exprimons la valeur de P en calories/s pour calculer τ en secondes.

$$P = 14.10^{-4}/4{,}18 = 3{,}35.10^{-4} \text{ calories/s/°C,}$$

ce qui donne :

$$\tau = \frac{4{,}2\ .10^{-3}}{3{,}35.10^{-4}} = 12{,}5 \text{ s.}$$

6. **Étude de l'amplificateur.** — Avant d'utiliser cet amplificateur en liaison avec le calorimètre, nous allons en étudier successivement les diverses caractéristiques telles que : linéarité, stabilité, sensibilité. L'appareil de mesure, branché à la sortie de l'amplificateur, est un enregistreur potentiométrique à courant continu, à plume, dont la vitesse de réponse est de 2 secondes pour la traversée complète de l'échelle (qui mesure 25 cm) et dont l'amortissement est réglable. La résistance de charge R de l'amplificateur est un potentiomètre à plots de 1 100 ohms, dont on prélève une fraction convenable pour l'appliquer aux bornes d'entrée de l'enregistreur.

6.1. Linéarité. — Nous envoyons à l'entrée de l'amplificateur un signal variable, de grandeur connue, en utilisant le montage suivant (*fig.* 5).

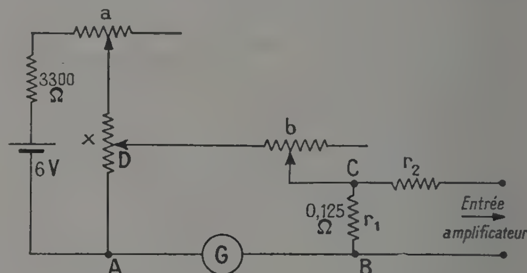


Fig. 5. — Schéma électrique pour l'étude de la linéarité de l'amplificateur.

La source de tension est un accumulateur de 6 volts.

a et b sont des boîtes de résistances X 1 000 Ω.

x est une boîte de résistances X 1 Ω.

La somme des résistances fixes r_1 et r_2 est égale à la résistance des deux thermocouples majorée de celle des fils de connexion du galvanomètre.

G, micro-ampèremètre qui mesure le courant débité dans le circuit ABCD.

Pour une même valeur du gain de l'amplificateur (29 100) et une résistance R de 800 Ω aux bornes de l'enregistreur E, on fait varier x de 1 à 11 Ω, toutes les autres résistances du circuit restant naturellement fixes, et on relève pour chacune des valeurs de x la déviation correspondante obtenue sur l'enregistreur. Les tensions ainsi appliquées à l'amplificateur s'échelonnent de $22{,}5.10^{-9}$ V à 239.10^{-9} V. Les résultats de ces mesures ont montré que l'écart quadratique moyen à la linéarité est de l'ordre de 0,25 %. Cette valeur représentant précisément la tolérance de linéarité de l'enregistreur, nous pouvons conclure que l'amplificateur n'apporte pas d'erreur systématique, par rapport à la linéarité, supérieure à la précision de l'enregistreur. Il semble donc que l'ensemble galvanomètre-amplificateur et enregistreur puisse être considéré comme linéaire à mieux que 0,5 % près.

6.2. Stabilité. — Notre installation n'est à l'abri ni de la dérive, ni des fluctuations. Mais la

dérive nous gêne très peu : étant données la constante de temps très faible de l'ensemble et la quasi-spontanéité des phénomènes thermiques étudiés, nous effectuons toujours une série de dix enregistrements d'une même mesure.

La figure 6 est la reproduction photographique

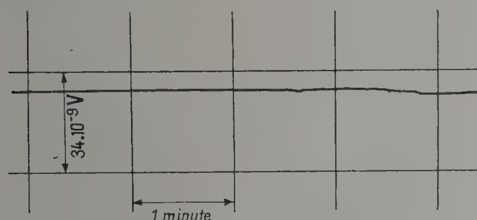


Fig. 6. — Stabilité obtenue avec un gain de 29 100 — durée : 5 mn.

d'un enregistrement montrant la stabilité obtenue qui est satisfaisante.

Les traits verticaux, distants de 25 mm, correspondent à un intervalle de temps de une minute. Le gain de l'amplificateur est de 29 100 (soit assez proche du gain maximum) et la résistance R aux bornes de l'enregistreur est de 800 ohms. La dérive est ici de l'ordre de 0,5 division (en 5 minutes), amplitude qui correspond à $1,7 . 10^{-9}$ volt.

La figure 7 montre un enregistrement que nous

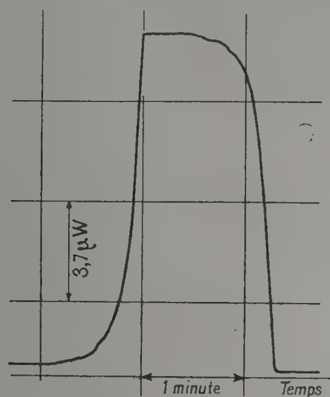


Fig. 7. — Signal envoyé à l'entrée de l'amplificateur : 12 μW — Gain : 29 100.

avons choisi moyennement bon : certains sont meilleurs, d'autres présentent plus de fluctuations ou de dérive.

Le signal envoyé à l'entrée de l'amplificateur est de 12 μW et, comme dans le cas précédent, le gain est de 29 100 et la résistance aux bornes de l'enregistreur de 800 ohms.

Des fluctuations rapides apparaissent parfois soudainement et disparaissent de la même façon. Nous les attribuons aux vibrations qui se manifestent au laboratoire et qui affectent le galvanomètre ; elles peuvent atteindre une amplitude d'au moins une petite division dans le cas du gain maximum.

6.3. Sensibilité. — Pour une valeur donnée de la tension appliquée à l'entrée de l'amplificateur, nous faisons varier le gain au moyen d'un commutateur à quatre positions et pour chacune de ces quatre valeurs du gain choisies, nous donnons à la résistance d'entrée R de l'enregistreur, les valeurs comprises entre 100 et 1 100 ohms. Nous utilisons à cet effet le montage de la figure 5 dans lequel on agit simultanément sur x, a et b, pour recueillir aux bornes de r_1 une tension convenable. Les résultats montrent que le gain varie de 224 à 39 100. Les courbes de la figure 8 représentent pour chacune des

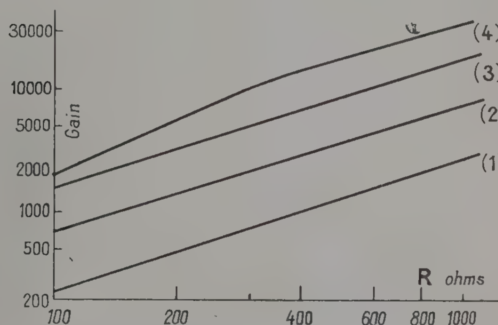


Fig. 8. — Variation du gain en fonction de la résistance d'entrée de l'enregistreur, pour les quatre positions du commutateur.

quatre positions du commutateur (indiquées sur les courbes) la variation du gain porté en ordonnées, en fonction de la résistance d'entrée de l'enregistreur portée en abscisses.

Sur les positions 1, 2 et 3, la variation est parfaitement linéaire et les droites sont parallèles.

Sur la position 4, on constate que pour $R \geqslant 400$ ohms, linéarité et parallélisme sont respectés, mais que pour $R < 400$ ohms, la loi n'est plus linéaire. Nous exclurons donc ce domaine d'utilisation de nos mesures, ce qui n'offre aucun inconvénient puisque les valeurs du gain se recouvrent très largement en passant d'une position à la suivante.

7. Étalonnage de l'ensemble calorimètre-amplificateur.

— Nous avons procédé de deux manières différentes en utilisant successivement une puissance électrique et une puissance lumineuse. Les deux couples sont branchés chaque fois en opposition.

7.1. Énergie électrique. — Au moyen d'une source de tension continue on envoie dans l'une des

deux photopiles un courant connu. La puissance que dissipe la cellule produit un certain dégagement de chaleur ; nous relevons la déviation correspondante sur l'enregistreur, et nous recommençons la même mesure pour quelques valeurs du gain (ce qui est une autre manière d'en vérifier les rapports déjà trouvés dans le paragraphe 6) et de la résistance R.

Si nous ramenons les résultats dans le cas d'un gain de 21 800 par exemple, celui qui nous sert le plus couramment, nous obtenons une puissance de 0,496 microwatt par division, c'est-à-dire par 2,5 mm.

7.2. Énergie lumineuse. — Nous éclairons maintenant les deux cellules et nous faisons débiter la même que précédemment dans une résistance de 5 000 Ω, le gain étant toujours de 21 800 ; la puissance qu'elle fournit est 8,15 μW, et la déviation obtenue atteint 16,5 divisions, soit 0,494 μW par division. La concordance entre les deux résultats est satisfaisante. Les mesures sont faites à 0,1μ W près soit, dans ce cas, avec une erreur de 1,2 %.

8. **Détermination expérimentale de τ et σ.** — 8.1. Constante de temps τ. — Sur les courbes d'échauffement d'une cellule (échauffement produit soit en l'éclairant, soit lorsqu'elle reçoit un courant) aussi bien que sur les courbes de refroidissement (lorsque cesse l'une ou l'autre des causes précédentes) on mesure la constante de temps, et l'on constate qu'elle est variable : elle croît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'origine. Si on la calcule au moyen des expressions caractérisant une exponentielle, ce résultat se trouve confirmé. Nous sommes donc en présence de pseudo-exponentielles dont la forme a déjà été précisée [7] et que nous reprendrons dans un travail ultérieur. Au voisinage de l'origine, τ oscille autour de 15 secondes, l'équilibre étant atteint au bout d'une minute. Cette valeur de 15 secondes est assez voisine de celle trouvée par la théorie (chap. 5.3) qui était de 12,5 secondes.

8.2. Sensibilité σ. — Que la cellule dissipe une énergie quand elle reçoit du courant d'un circuit extérieur, ou qu'elle produise une énergie en débitant sur une résistance quelconque lorsqu'elle est éclairée, nous retrouvons dans les deux cas la même valeur :

$$\sigma = 0{,}01\ \mu\text{V}/\mu\text{W}.$$

Or, l'expression théorique déduite du calcul des pertes du calorimètre, nous donnait 0,0286 μv/μW, valeur supérieure à la précédente.

Nous en déduisons que les pertes ont été sous-estimées dans nos calculs et que la quantité de chaleur perdue par le support en plexiglas, au voisinage de la cellule et du thermocouple, ne doit pas être négligée. D'autre part, les deux valeurs de τ, théorique et expérimentale, étant concordantes, peuvent être considérées comme exactes : il convient donc de majorer la capacité calorifique d'un même coefficient que celui qui doit affecter la somme des pertes pour que τ reste inchangé. Nous verrons ultérieurement qu'il est en effet logique de faire intervenir la capacité calorifique d'un certain volume du plexiglas.

9. **Conclusions.** — Le microcalorimètre différentiel que nous avons réalisé va nous permettre d'entreprendre l'étude thermodynamique des semi-conducteurs et, pour commencer, des photopiles au sélénium. L'appareil décrit nous donne satisfaction quant à la sensibilité, la stabilité et la constante de temps, mais sous sa forme définitive il sera encore amélioré par une modification convenable de chacun des deux thermocouples dont nous allons, en particulier, réduire la résistance.

Dans un travail ultérieur, nous donnerons les premiers résultats acquis et nous préciserons, aidés de la théorie mathématique, la forme des courbes obtenues.

Manuscrit reçu le 24 mars 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Whipp (Brian), Considerations on micro-calorimetry. *Phil. Mag.*, 1934, **18**, 745-759.
[2] Tonnelat (Jacques), *Thèse*, Paris, 1945.
[3] Calvet (Ed.) et Prat (H.), Microcalorimétrie. — Applications physico-chimiques et biologiques, Paris, Masson, 1956.
[4] Blet (G.), Quelques considérations sur les amplificateurs électroniques à cœfficient d'amplification négatif élevé. — Applications aux appareils de mesure. *J. Physique Rad.* (Phys. Appliquée), avril 1958, **19**, 20 A à 26 A.
[5] Fabry (Ch.), Propagation de la chaleur, Paris, Librairie A. Colin, 1942.
[6] Hütte, Manuel de l'Ingénieur, Paris, Librairie Polytechnique. Ch. Béranger, 1926, p. 473.
[7] Blet-Talbot (Dhetty) et Blet (G.), Précisions sur la courbe transitoire obtenue avec un microcalorimètre. *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **246**, 567-570.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7.
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 109 A.

CONVERTISSEUR TEMPS-AMPLITUDE A TEMPS DE RÉSOLUTION DE 10^{-10} SECONDE

Par J. SAMUELI et A. SARAZIN,
Institut d'Études Nucléaires d'Alger.

Résumé. — On décrit un analyseur de temps basé sur la conversion d'intervalles de temps en amplitudes. Sa résolution est de 10^{-10} seconde.

Abstract. — A time sorter which converts delay time into a pulse height distribution is described. The time resolution of the system is 10^{-10} sec.

Introduction. — La nécessité d'améliorer la précision des dispositifs de mesure de durée de vie d'états excités et d'énergies de particules par la méthode des temps de vol, nous a conduit à étudier un appareil de conversion d'intervalles de temps en amplitudes dont le temps de résolution propre, indépendamment des détecteurs, soit très faible. L'avantage de la conversion temps-amplitude sur la méthode des coïncidences retardées est de permettre d'obtenir le tracé de la densité de probabilité de l'intervalle de temps étudié en utilisant des analyseurs d'impulsions classiques.

Principe de la conversion temps-amplitude. — La conversion du temps en amplitude est basée sur l'utilisation d'un circuit de coïncidences opérant la multiplication des deux signaux d'entrée dont on veut mesurer le décalage dans le temps. Ces signaux sont préalablement mis en forme dans des circuits délivrant des impulsions d'amplitude et de durée constantes. Soient A cette durée et t l'intervalle de temps séparant les deux signaux. Le circuit de coïncidences multiplicatif fournit une impulsion de sortie dont la durée est égale au temps de recouvrement des deux signaux, soit $A - t$. Après intégration on obtient une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à $A - t$. (On retarde, éventuellement, la seconde impulsion pour obtenir un recouvrement dans le temps.)

Montage électronique. — Le circuit que nous avons réalisé est inspiré du schéma proposé par

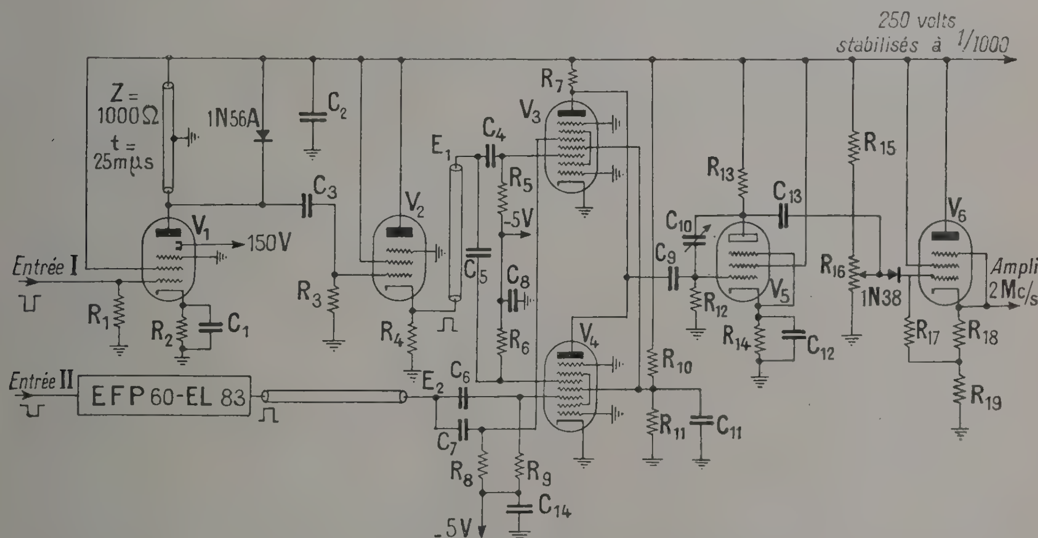


Fig. 1. — Circuit de conversion temps-amplitude.

V1 : EFP60	R1, R11 : 10 kΩ	R5, R6 : 4,7 kΩ	R13, R18 : 1 kΩ	R19 : 5 kΩ.	C6, C7 : 100 pF
V2 : EL83	R2, R14 : 100 kΩ	R8, R9 : 4,7 kΩ	R15 : 200 kΩ	C1, C12 : 0,1 μF	C8, C9 : 10 000 pF
V3, V4 : 6BE7	R3 : 2 kΩ	R7 : 22 kΩ	R16 : 50 kΩ	C2 : 16 μF	C13, C14 : 10 000 pF
V5, V6 : EF80	R4 : 150 kΩ	R10, R12 : 100 kΩ	R17 : 330 kΩ	C3, C4, C5 : 100 pF	C10 : 5-25 pF.

Neilson et James [1] utilisant un tube 6 BN6 pour effectuer les coïncidences. Le circuit de Neilson et James, que nous avons étudié, présente une dissymétrie entre l'effet de commande des deux grilles utilisées, ce qui peut être gênant lorsque l'on désire une grande précision pour des intervalles de temps très courts. Fischer et Marshall [2] ont indiqué un temps de résolution de 3.10^{-10} seconde pour le tube 6 BN6.

Dans le circuit représenté figure 1, nous avons utilisé un tube 6 BE7 à neuf électrodes, les grilles G_3 et G_5 servant de grilles d'entrée. Le montage à deux tubes dont la grille G_3 de l'un est réunie à la grille G_5 de l'autre et réciproquement a permis d'obtenir une symétrie parfaite des deux commandes.

Nous avons trouvé que le temps de transit entre les grilles G_3 et G_5 était inférieur à 10^{-9} seconde. Cette faible valeur permettait d'espérer pour notre montage un temps de résolution inférieur à celui des montages utilisant un tube 6 BN6 dont le temps de transit entre les grilles de commandes est de 2.10^{-9} seconde.

Mesure du temps de résolution. — Le temps de résolution a été mesuré pour des impulsions d'entrée de durée 10^{-7} s, le décalage entre les deux impulsions étant de 2.10^{-8} seconde. La courbe donnée par la figure 2 et correspondant à la densité de probabilité d'obtention d'un intervalle de temps T entre les deux impulsions indique un temps de résolution de 10^{-10} seconde. Ce temps correspond à la stabilité de l'ensemble du montage, mise en forme, circuit de conversion et analyseur d'impulsions. La figure 3 représente la courbe de réponse du dispositif décrit (amplitude de l'impulsion de sortie en fonction de l'intervalle de temps séparant les deux signaux d'entrée).

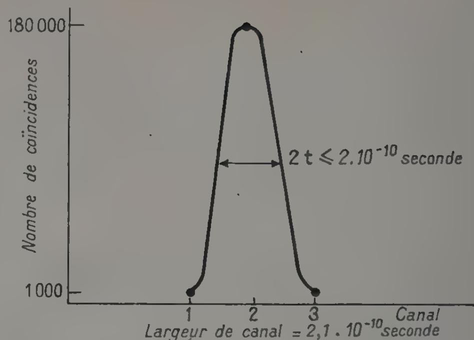


FIG. 2. — Courbe de résolution.

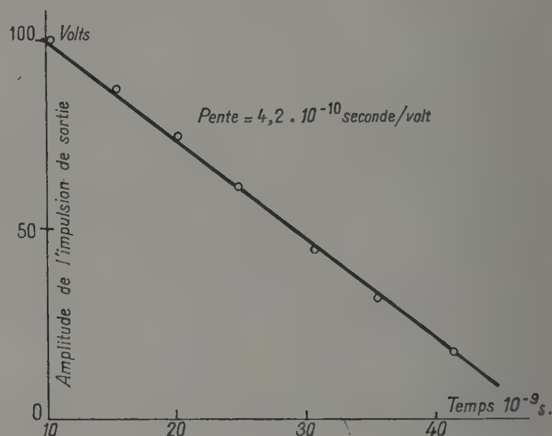


FIG. 3. — Courbe de réponse.

Manuscrit reçu le 28 avril 1958.

BIBLIOGRAPHIE

[1] NEILSON (G. C.) et JAMES (D. B.), *Rev. Sc. Instr.*, 1955, 26, 1018.

[2] FISCHER (J.) et MARSHALL (J.), *Rev. Sc. Instr.*, 1952, 23, 417.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM
PHYSIQUE APPLIQUÉE

SUPPLÉMENT AU N° 7
TOME 19, JUILLET 1958, PAGE 111 A.

STABILISATION DU GAIN DES PHOTOMULTIPLICATEURS PAR DES CIRCUITS EXTÉRIEURS

Par G. PIETRI,
Laboratoire d'Électronique et de Physique Appliquée.

Résumé. — L'extrême rapidité avec laquelle le gain d'un photomultiplicateur croît lorsque la tension d'alimentation augmente, constitue un obstacle majeur à l'utilisation de ce tube en physique expérimentale.

Un circuit de stabilisation à la fois simple dans sa structure et efficace doit permettre d'étendre largement son domaine d'emploi, notamment pour la prospection sur le terrain.

Le présent article décrit la conception et les performances d'un tel système.

Abstract. — The extrem speed with which the gain of a photomultiplier tube increases, when the voltage of supply increases, is a major reason of difficulties when using this tube in experimental physics.

A stabilization circuit, both simple in construction and efficient, allows a large extension regarding its various use, particularly for field prospecting.

The present report describes the conception and performance of such a system.

Introduction. — On sait que le gain G d'un photomultiplicateur varie très rapidement avec la H.T. U appliquée à la chaîne des dynodes. Dans toute la plage de U pour laquelle le P. M. est utilisable on a une relation de la forme suivante :

$$\frac{dG}{G} = \alpha n \frac{dU}{U} \qquad (1)$$

dans laquelle n est le nombre des dynodes et α un coefficient légèrement inférieur à l'unité, disons 0,7 à 0,8.

Comme n est couramment de l'ordre de 10, voire même de 15 ou 16, on voit que la stabilisation directe de G par celle de U conduit à exiger de l'alimentation H. T. une excellente qualité, accessible pour du matériel de laboratoire, mais peu compatible avec les conditions de prix et d'encombrement d'un matériel de prospection par exemple. De là résulte l'idée d'essayer de réaliser, en dépit de variations aléatoires de la H. T., un contrôle automatique du gain (C. A. G. dans la suite du texte).

Propriété fondamentale. — Considérons un P. M. dont la chaîne des dynodes est alimentée par la H.T. U selon une distribution donnée. Le plus communément ce sera une distribution uniforme, c'est-à-dire que la différence de potentiel entre dynodes successives est une constante V_0 ; mais cette distribution peut suivre une loi plus compliquée, la différence de potentiel entre dynodes successives allant en croissant, par exemple, vers les derniers étages, lorsqu'on a en vue l'obtention de courants de pointe élevés à l'anode.

Tous les potentiels restant fixes, à l'exclusion de celui d'une dynode D_p, déplaçons le potentiel de cette électrode entre celui de D_{p-1} et celui de D_{p+1}.

Il est clair qu'à l'une des extrémités du domaine de tensions de D_p ainsi exploré, le champ électrique sur D_{p-1} est très faible puisqu'il n'est dû qu'aux électrodes situées au delà de D_p, celle-ci formant écran. L'extraction des électrons sur D_{p-1} sera très difficile et, qui plus est, ceux qui atteindront D_p ne seront pas multipliés. Seuls seront multipliés ceux qui sauteront directement de D_{p-1} à D_{p+1}. On pressent par conséquent que lorsque le potentiel de D_p est identique à celui de D_{p-1}, le gain devient théoriquement nul et en pratique très petit.

Le comportement est tout à fait analogue à l'autre extrémité du domaine, lorsque D_p a rejoint, en potentiel, D_{p+1}. Cette fois, ce sont les électrons issus de D_p qui ne sont plus ou presque plus

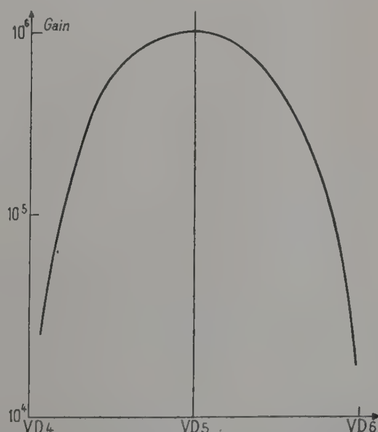


FIG. 1. — Modification du gain d'un photomultiplicateur E. M. I. par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale.

extraits, ni multipliés d'où, en ce point de la caractéristique également, chute du gain du tube.

Entre ces deux limites le gain ne peut évidemment que passer par un maximum ..... ou par plusieurs.

Le processus que nous venons d'évoquer ne repose que sur la dynamique des électrons ; il est donc très général ; l'expérience le confirme : tous les types de multiplicateurs que nous avons soumis à cet essai se sont comportés conformément à ce schéma (*fig.* 1, 2, 3, 4, 5).

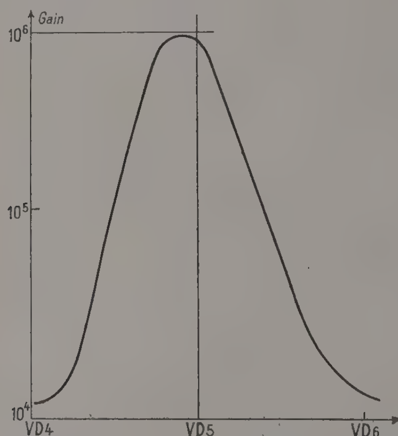


Fig. 2. — Modification du gain d'un photomultiplicateur 50 A. V. P. Dario par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale.

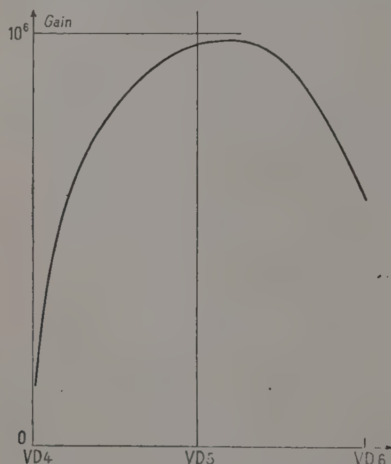


Fig. 3. — Modification du gain d'un photomultiplicateur Du Mont 6291 par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale. L'origine correspond ou gain 10^4, en ordonnées.

Mais il est clair que la géométrie de la structure (formes et positions relatives des dynodes) vient rendre plus complexe le phénomène puisque alors le déplacement du potentiel de D_p entre ceux de D_{p-1} et D_{p+1} modifie aussi les trajectoires électroniques et ce d'une façon différente pour chaque type de structure. On vérifie effectivement que la structure, non focalisée, des photomultiplicateurs E. M. I. (*fig.* 1) conduit à une courbe bien symétrique et peu tourmentée. En effet, dans

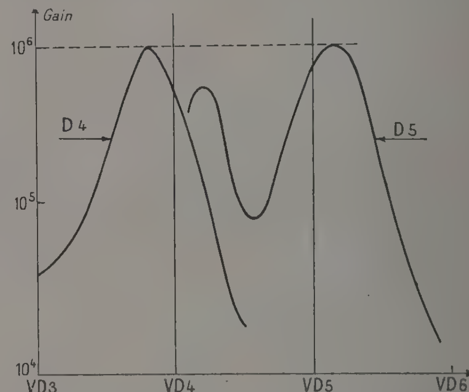


Fig. 4. — Modification du gain d'un photomultiplicateur R. C. A. 5819 par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale. Cas de D4 et D5.

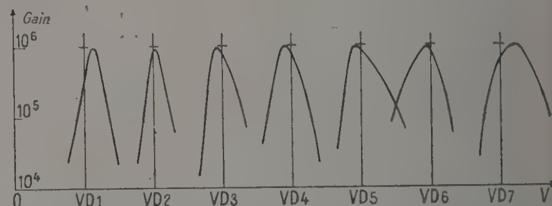


Fig. 5. — Modification du gain d'un photomultiplicateur Fernseh FS 9A par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale. Dynodes 1 à 7.

une telle structure seul le phénomène « dynamique » intervient, à l'exclusion presque totale de toute « défocalisation ».

Au contraire, dans le cas du P. M. 5819 R. C. A. on sait que la structure, en colimaçon, comporte alternativement des dynodes internes et des dynodes externes, de géométrie bien différentes : cela se traduit par un profil différent de la caractéristique selon que l'exploration intéresse l'un ou l'autre type d'électrode. On constate même (*fig.* 4) que les dynodes impaires (dynodes internes) ont une caractéristique à deux maxima.

Dans le cas du P. M. 50 AVP Dario toutes les dynodes, à partir de la deuxième, sont identiques et nous avons vérifié que tout au long de la structure la réponse du gain à une altération de potentiel d'une dynode gardait une même allure comme en témoigne la famille de courbes de la figure 6. Ces courbes ont été ainsi obtenues :

En abscisse le potentiel de la dynode étudiée varie depuis celui de D_{x-1} jusqu'à celui de D_{x+1}. En ordonnée est portée le gain relatif,

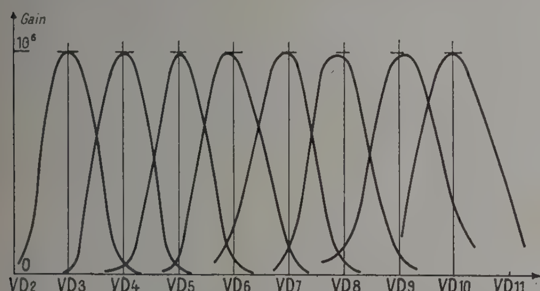


Fig. 6. — Modification du gain d'un photomultiplicateur 50 A. V. P. par déplacement du potentiel d'une dynode de part et d'autre de sa valeur nominale. Dynodes 3 à 10. L'origine correspond au gain 10^4 en ordonnées.

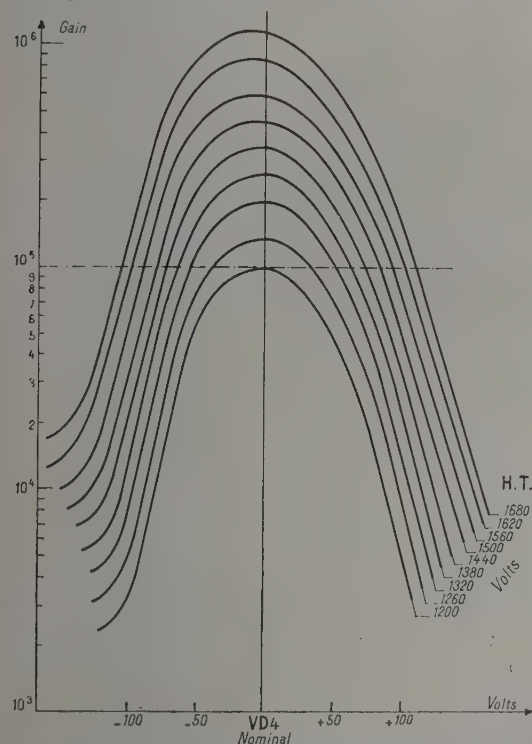


Fig. 7. — Modification du gain d'un photomultiplicateur 50 A. V. P. par déplacement du potentiel de D4 de part et d'autre de sa valeur nominale pour diverses valeurs de la H. T. d'alimentation.

exprimé par une mesure directe du courant anodique, le flux lumineux restant fixe pour chaque exploration.

Toujours pour le tube 50 AVP, nous avons voulu mettre en évidence que le phénomène ne dépendait que de la valeur *relative* du potentiel de D_p par rapport à ceux de D_{p-1} et D_{p+1} et non de la valeur absolue de ces potentiels. La figure 7 représente, à *éclairement constant*, le gain G d'un P. M. de ce type lorsque D4 voit son potentiel s'écarter par excès, ou par défaut, d'une quantité ΔU de sa valeur nominale, et ce, pour diverses valeurs de la H. T. totale U appliquée.

Principe de stabilisation. — On voit, sur ce mode de représentation, qu'un fonctionnement à gain constant correspond à un déplacement du point figuratif parallèlement à l'axe des abscisses. Une telle droite « isogain » est toujours tangente à une certaine caractéristique du réseau et le lieu des points de contact devrait théoriquement être la verticale $\Delta U = 0$, ce qui exprime que le gain maximum possible est atteint, pour une valeur de U donnée, lorsque D4 est à son potentiel nominal. Le réseau montre que le tube soumis aux essais vérifie convenablement cette loi.

Cette droite « isogain » ne coupe alors aucune des courbes pour lesquelles le paramètre U est inférieur à la valeur qu'il prend sur la caractéristique tangente, mais elle coupe par contre toutes les caractéristiques pour lesquelles la valeur de U est plus élevée et les coupe deux fois. L'interprétation physique est la suivante : Donnons-nous un gain G (ordonnée de la droite « isogain »).

1° Il est impossible de l'obtenir tant que la H. T. U est inférieure à une certaine valeur Um.

2° Pour la valeur limite Um qui permet d'atteindre ce gain le potentiel de D4 ne peut prendre qu'une seule position entre ceux de D3 et D5 ; cette position est en fait voisine de l'équidistance entre D3 et D5.

3° Lorsque la H.T. U dépasse la valeur limite U_m il est toujours possible de maintenir le gain à la valeur désirée en « déséquilibrant » D4. Ce résultat peut s'obtenir soit en rapprochant en potentiel D4 de D5 (points d'intersection à droite), soit en le rapprochant de D3 (points d'intersection dans la région gauche).

Diverses solutions envisagées. — La figure 8 représente comment évoluent les potentiels respectifs des dynodes D3, D4 et D5 en fonction de la H.T. U appliquée à la totalité du multiplicateur.

La répartition nominale retenue conduit, pour la dynode de rang n, à un potentiel $u_n = \frac{n+1}{12} . U$.

Figure 8, u_n et U étant portées en coordonnées linéaires, la distribution nominale est représentée par un faisceau de droites passant par l'origine. Nous avons, sur cette même figure, construit de plus, à partir des points relevés sur la figure 7, les deux branches de variation du potentiel de la dynode 4, pour un asservissement à gain constant (courbes « isogain »).

La figure 9 reprend la précédente à une échelle réduite permettant d'extrapoler graphiquement les courbes jusqu'à l'origine des potentiels. L'allure

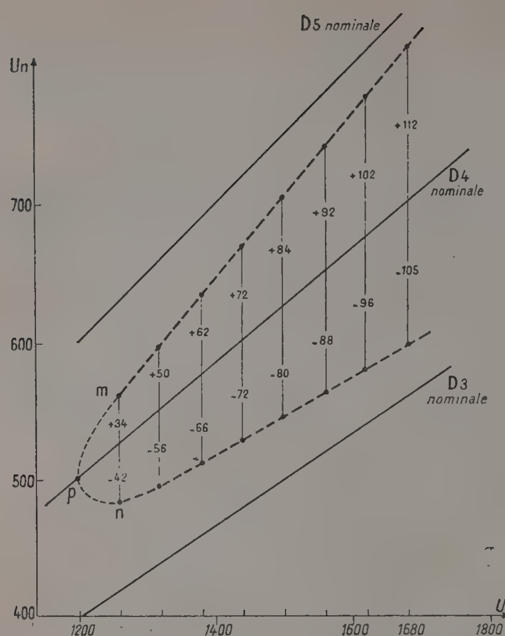


FIG. 8. — Diagramme représentatif du potentiel des dynodes 3, 4, 5, d'un 50 A. V. P. en fonction de la H. T. appliquée au tube.
——————— Distribution nominale.
— — — — — — Caractéristiques « isogain » de D4.

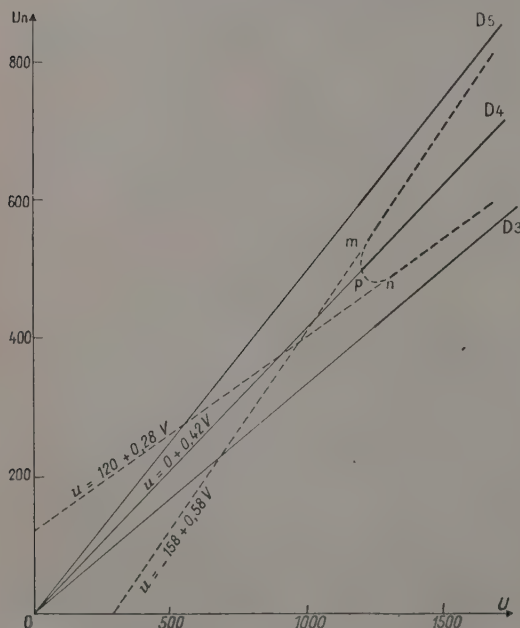
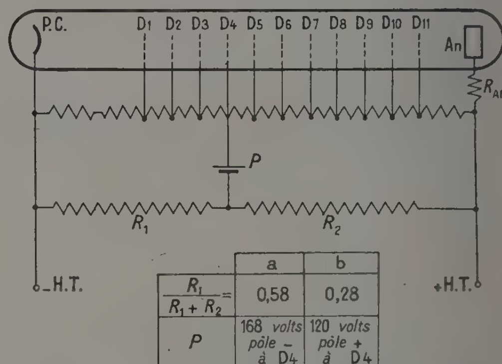


FIG. 9. — Diagramme représentatif du potentiel des dynodes 3, 4, 5, d'un 50 A. V. P. en fonction de la H. T. appliquée au tube.
——————— Distribution nominale.
— — — — — — Caractéristiques « isogain». Sur celle de plus grande pente, lire 168 au lieu de 158.

de la zone utile des caractéristiques isogain (pointillé fort) suggère immédiatement des montages de circuits d'alimentation permettant de s'en rapprocher : on remarquera, tout d'abord, qu'elles sont approximativement rectilignes. Sur la figure 9 nous avons porté les paramètres définissant, dans le cas étudié, les droites sur lesquelles se situent les branches isogain. On voit qu'à la branche supérieure (potentiel de D4 « en avance » sur la tension nominale de cette dynode) correspondrait le mon-



	a	b
$\frac{R_1}{R_1 + R_2} =$	0,58	0,28
P	168 volts pôle – à D4	120 volts pôle + à D4

FIG. 10. — Circuit de principe d'un C. A. G. à polarisation par pile.

tage de la figure 10, répartition a, et à la branche inférieure la répartition b.

Une variante consiste à remplacer la pile par un

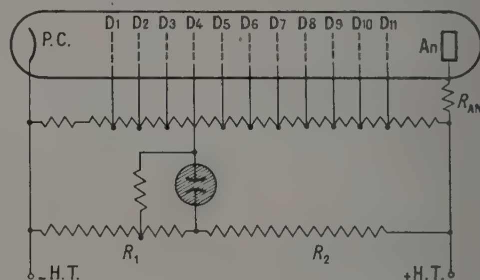


FIG. 11. — Circuit de principe d'un C. A. G. polarisé par tube stabilisateur de tension.

tube régulateur de tension. La figure 11 montre le cas correspondant à la répartition a.

De tels montages donnent effectivement l'effet de stabilisation que le calcul permet de prévoir. Néanmoins, nous avons cherché à éliminer aussi bien la pile que le tube régulateur de tension, l'un et l'autre présentant des inconvénients d'emploi :

1° Dans le cas de la pile : usure rapide, en fonctionnement comme en période de repos.

2° Dans le cas du tube régulateur, consommation non négligeable par rapport au reste du pont H. T. et reproductibilité imparfaite des conditions de fonctionnement d'un allumage à l'autre.

3° Enfin, dans les deux cas, manque de souplesse du dispositif. En effet, si on reprend la construction, sur le réseau de la figure 7, d'une « isogain », on comprend que l'on aboutira à des valeurs différentes de la polarisation P, chaque fois qu'on modifiera le gain G auquel on veut se stabiliser.

Nous nous sommes donc attachés à mettre au point un circuit constitué uniquement d'éléments passifs. Nous y sommes parvenus en utilisant une combinaison d'éléments linéaires et non linéaires.

Principe de stabilisation par un circuit à caractéristique non linéaire. — La méthode consiste à substituer aux deux branches de « l'isogain » de la figure 9, non plus des portions de droites, mais des portions de courbes pouvant être approchées par des fonctions puissance. Dans le domaine de tensions effectivement utilisé pour la stabilisation, l'approximation puissance est tout aussi légitime que l'approximation linéaire.

Comme application numérique on a fait les calculs destinés à placer les deux branches isogain de la figure 9 sur des courbes du genre

$$u_4 = AU^{1+m}. \qquad (2)$$

En exprimant u_4 et U en volts on trouve ; pour la branche supérieure :

$$m = +0{,}27 \qquad A = 0{,}0645 \qquad (3)$$

pour la branche inférieure :

$$m = -0{,}23 \qquad A = 1{,}92. \qquad (4)$$

Il nous faut donc obliger u_4 à suivre respectivement lorsque U varie de 1 300 à 1 800 V environ, l'une ou l'autre des lois :

$$u_4 = 0{,}0645\ U^{1,27} \qquad (5)$$

$$u_4 = 1{,}92\ U^{0,77}. \qquad (6)$$

Si nous avons choisi de représenter les branches « isogain » par de telles fonctions, c'est qu'il existe des éléments passifs non linéaires qui établissent entre la d. d. p. à leurs bornes et le courant qui les parcourt une relation de la forme :

$$U = Ci^{\beta}$$

qui est également une fonction puissance. Le calcul montre alors que si on réalise une combinaison de tels éléments et de résistances passives, on peut constituer des ponts qui établissent entre une tension partielle u et la tension totale U qui leur est appliquée une relation de type (2), que m soit positif ou négatif (*fig.* 12).

De tels éléments, appelés VDR (voltage dependant resistors) présentent l'avantage d'exister en une gamme assez étendue de valeurs des paramètres C et β pour permettre d'ajuster empiriquement au mieux la loi $u(U)$ exigée par la stabilisation du P. M.

Nous avons tenu, en effet, à traiter l'exemple cidessus par le calcul, à partir du réseau complet de la figure 7, pour bien montrer le mécanisme de cette

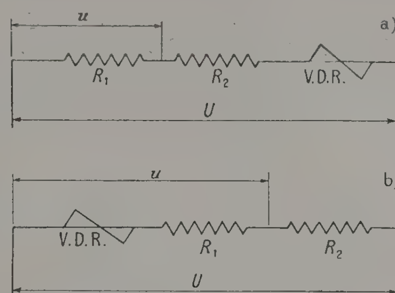


Fig. 12. — Circuit de principe d'un C. A. G. par élément non linéaire V. D. R. $u = AU^{1+m}$.
a) $m > 0$.
b) $m < 0$.

régulation ; mais il est clair qu'en pratique il sera aussi rapide et, l'expérience le montre, aussi efficace, d'ajuster par approximations successives les valeurs numériques des éléments du circuit de C. A. G.

Résultats obtenus. — La figure 13 représente un réseau de caractéristiques donnant le gain d'un P. M.

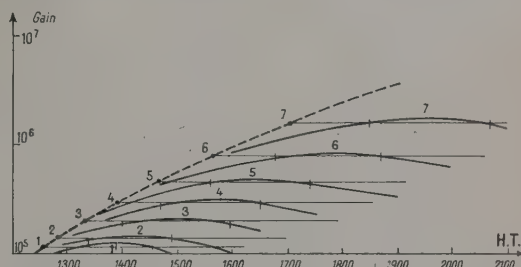


Fig. 13. — Caractéristiques de gain d'un photomultiplicateur 50 A. V. P. en fonction de la H. T. appliquée au tube.
— — — — — — Dans le cas d'une distribution nominale des potentiels.
———————— Pour 7 réglages différents de C. A. G. (courbes 1 à 7).

en fonction de la H. T. totale qui lui est appliquée. On y voit, d'une part, la caractéristique correspondant au tube alimenté sans asservissement de potentiel de dynode. Il y figure, d'autre part, sept caractéristiques de gain stabilisé correspondant à ce même tube alimenté avec un asservissement convenable de D4. Sur chacune de ces caractéristiques on a indiqué l'intervalle de H. T. pour lequel le gain restait constant à $\pm$ 2,5 % près autour de sa valeur moyenne. On voit que cet intervalle correspond au moins à 10 % de la valeur moyenne de la H. T. dans cet intervalle.

On peut définir un facteur de régulation en considérant qu'une variation de la H. T. de 10 % entraîne une variation du gain : avec régulation de 5 % au plus, sans régulation de 100 % au moins.

D'où un facteur de régulation $K \geqslant 20$.

Il faut remarquer que cette stabilisation est obtenue au prix d'une perte de H. T. que l'on peut apprécier au moyen du tableau ci-dessous qui indique pour les septs caractéristiques relevées :

— colonne a : la valeur de la H. T. correspondant au début de la zone de régulation telle que nous l'avons définie ($\pm$ 2,5 % du gain nominal désiré) ;

— colonne b : la valeur de la H. T. pour laquelle le même tube atteindrait le même gain s'il n'était pas alimenté par le circuit C. A. G. ;

— colonne c : le rapport, en % des valeurs de a à celles de b.

Si on se reporte au diagramme de la figure 9, on comprend très bien le caractère « nécessaire » d'une telle « perte de H. T. ».

Caractéristique	a	b	c
1	1 300	1 250	104
2	1 340	1 275	105
3	1 400	1 330	105
4	1 470	1 395	105
5	1 560	1 490	105
6	1 680	1 570	107
7	1 850	1 710	108

Elle provient du fait que l'approximation de la caractéristique isogain n'est valable qu'au delà des points *m* ou *n*, selon la branche parcourue, alors que le même gain, sans C. A. G., est atteint en *p*.

Conclusion. — Le procédé que nous venons de décrire permet de maintenir constant le gain d'un P. M., pour des variations de la H. T. d'alimentation pouvant atteindre plusieurs centaines de volts. Il permet alors de rapprocher la caractéristique sensibilité-tension des P. M. de celle des compteurs G. M., tout en conservant les propriétés spécifiques des P. M. : rapidité de réponse, absence de temps mort, sensibilité très élevée, etc...

En asservissant, de préférence, l'un des premiers étages du multiplicateur, à un niveau où le signal est toujours très faible, la consommation propre à la chaîne de C. A. G. peut être maintenue à un niveau très faible. Cette propriété jointe à l'emploi exclusif d'éléments de circuits passifs, à l'exclusion de tout tube à vide ou à gaz, confère à ce procédé un gros avantage en cas d'emploi sur des appareils de prospection en campagne.

Enfin, disons qu'en appliquant la stabilisation non plus sur une dynode mais sur plusieurs (deux par exemple), il doit être possible d'étendre appréciablement le domaine de régulation.

Manuscrit reçu le 2 mai 1958.

LETTRES A LA RÉDACTION

PROPOSITION D'UNE EXPRESSION DU DANGER OU RISQUE RELATIF « H » D'UN RADIOISOTOPE ET DU DANGER OU RISQUE CORRESPONDANT A UNE RADIOACTIVITÉ « r » ÉMISE PAR CE RADIO-ISOTOPE

Par M. Pierre-Octave Robert,

Le « danger relatif » d'un radio-isotope est inversement proportionnel à la prise maximum admissible (M.P.I.) en milligramme ; le « danger ou risque » pour une radioactivité émise, r, est proportionnelle au quotient de cette radioactivité par la prise maximum admissible en milligrammes.

Pour le *danger* ou *risque relatif*, nous proposons les expressions :

$$H = \frac{k_1 . a}{M.P.I(\mu C)} \quad \text{ou} \quad H = \frac{k_2}{M.P.I.(\text{mg})}.$$

Pour le danger ou risque correspondant à une radioactivité r émise, nous proposons les expressions :

$$H' = \frac{k'_1 . a . r}{M.P.I.(\mu C)} \quad \text{ou} \quad H' = \frac{k'_2 . r}{M.P.I.(\text{mg})}$$

a est l'« activité spécifique » ou « activité massique », exprimés en mc/mg ;

r est la radioactivité émise en mc ;

k_1 et k_2 sont des constantes qui s'expriment en mg ;

k'_1 et k'_2 sont des constantes qui s'expriment en mg/mc.

Jusqu'ici on a considéré que le danger « H ») était inversement proportionnel à la prise maximum évaluée en microcuries [M.P.I.(µC)] ; un facteur multiplicateur, représentant la probabilité d'absorption par l'organisme d'une quantité déterminée de ce radio-isotope, figurait aussi dans l'expression « H ».

Ceci était au premier abord très normal de la part de radiologistes, car ce sont les microcuries qui sont dangereux, et, nous le reconnaissons, pas initialement les milligrammes de matière radioactive.

Les facteurs du danger relatif ou risque relatif « *H* ». — 1° La *M.P.I.*, évaluée en microcuries est dans tous les cas inversement proportionnelle à l'énergie absorbée par désintégration, donc, plus cette M.P.I. sera faible, plus une quantité déterminée de matière fera de dégâts si elle pénètre dans l'organisme, et plus la matière radioactive en question sera dangereuse.

Le danger doit donc être en raison inverse de la M.P.I. en microcuries.

2° En accord avec les considérations de probabilité présentées par le Dr K. Z. Morgan, nous pourrons dire que, plus l'activité spécifique sera forte, plus il suffira d'une masse faible pour amener cette M.P.I. en µC dans l'organisme et, si on inhale une masse déterminée de poussidère en 8 heures, on aura davantage de chance d'absorber la radioactivité émise ou la plus grande fraction de cette radioactivité.

Le danger doit donc être proportionnel a l'activité spécifique.

Si nous faisons intervenir la relation qui lie la *M.P.I.* en mg à la *M.P.I.* en µC et à la quantité x mg/100 mC, donnée sous le nom de mg/100 dans les travaux du Dr K. Z. Morgan, il vient :

$$\text{M.P.I.(mg)} = \text{M.P.I.}(\mu\text{C}) . x(\text{mg/100 mc}) . 10^{-5}.$$

Remarquons que :

Or l'activité spécifique « a » a pour expression :

$$a(\text{mC/mg}) = \frac{1}{x'(\text{mg/mC})}$$

$$x'(\text{mg/mC}) = \frac{x(\text{mg/100 mC})}{100}.$$

d'où :

$$x(\text{mg/100mC}) = x'(\text{mg/mC}) . 100 = \frac{100}{a(\text{mC/mg})} \quad \text{et}$$

$$M.P.I(\text{mg}) = M.P.I.(\mu\text{C}) . \frac{100}{a(\text{mC/mg})} . 10^{-5} \quad \text{ou}$$

$$M.P.I.(\text{mg}) = \frac{M.P.I.\mu\text{C}).10^{-3}}{a(\text{mC/mg})} \quad \text{ou}$$

$$\boxed{M.P.I.(\mu\text{C}) = M.P.I.(\text{mg}) . a(\text{mC/mg}) . 10^3}.$$

Si nous tenons compte des deux facteurs étudiés ci-dessus, il vient

$$\boxed{H = \frac{k_1 . a}{M.P.I.(\mu\text{C})}} \quad \text{ou mieux} \quad \boxed{H = \frac{k_2}{M.P.I.(\text{mg})}}.$$

$$\text{avec } k_2 = k_1/10^3.$$

Telles sont les expressions du danger ou risque relatif que nous proposons. *Les constantes « k_1 » et « k_2 » importent peu*, car ce sont les valeurs relatives des dangers qui comptent et non les valeurs absolues. H s'appelle d'ailleurs « danger relatif » ou « risque relatif » (relative hasard).

Si nous appliquons maintenant ces considérations à l'expression :

$$H = \frac{10(\text{mg})}{M.P.I.(\mu c).x(\text{mg}/100 \text{ mC})}$$

du danger donnée par le Dr K. Z. Morgan, en remplaçant x (mg/100 mC) par la valeur ci-dessus : $100/a$(mC/mg), il vient :

$$H = \frac{10 \text{ (mg)}}{M.P.I.(\mu C) . \dfrac{100}{a(\text{mC/mg})}}$$

d'où : $$H = \frac{10^{-1}.a(\text{mC/mg})}{M.P.I.(\mu C)}$$

ce qui nous conduira d'ailleurs, en remplaçant M.P.I.(µC) par la valeur ci-dessus à :

$$H = \frac{10^{-4}}{M.P.I.(\text{mg})}$$

expression appliquée en fait par le Dr K. Z. Morgan, *lorsque* $10/x$(mg/100 mC) < 1 c'est-à-dire à :

^{14}C, ^{59}Ni, ^{226}Ra, ^{232}Th, ^{233}U, ^{234}U, ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Am.

Remarquons que, considérer le danger comme inversement proportionnel à x revient à le considérer comme proportionnel à l'activité spécifique.

Dans le cas où $10/x$(mg/100 mC) > 1,

$10/x$(mg/100 mC)

étant considéré comme la probabilité d'inhalation de 10 mg en 8 heures (ou plus exactement, d'après nous, de 100 mC en 8 heures), on a pu dire que la probabilité devenait égale à 1 et appliquer dans ce cas l'expression :

$$H = \frac{1}{M.P.I.(\mu C)}.$$

Nous ne pensons pas devoir être limité dans l'utilisation de nos conclusions par une probabilité réelle d'inhalation de 10 mg en 8 heures ou plus exactement de 100 mC en 8 heures qui deviendrait égale à 1.

Il faudrait pour cela que toute la matière radioactive passe à l'état de poussières ou de vapeur et soit ventilée vers la cavité buccale.

Dans le cas des poussières ceci aurait plus de chance de se produire avec des poussières impalpables, qui seraient d'autant plus dangereuses que les M.P.I. en milligrammes seraient plus faibles.

Quel que soit le cas, on inhalera certainement pas tout, car il y aura fuite des poussières par les orifices du local ou retombée ou condensation de la vapeur, et de toute façon tout l'air de la salle ne sera pas passé dans l'appareil respiratoire.

Il apparaît une conclusion essentielle : c'est que, pour tenir compte à la fois de l'inverse proportionnalité à la M.P.I.(µC) *et de la proportionnalité à l'activité spécifique, le danger ou risque est inversement proportionnel à la M.P.I. en mg.*

Danger ou risque correspondant à une radioactivité émise r (mC). — Le dange est proportionnel à la quantité de radioactivité émise.

Plus il y aura de mat ère radioactive émise (poussière et encore mieux gaz et vapeur), plus une importante quantité de cette matière aura des chances de pénétrer dans l'organisme.

En tenant compte de tous les facteurs précédents, nous aboutissons à l'expression définitive du danger ou risque : pour une radioactivité émise r(mC)

$$\boxed{H = \frac{k_1.a.r}{M.P.I.(\mu C)}} \quad \text{ou} \quad \boxed{H = \frac{k'_2.r}{M.P.I.(\text{mg})}}.$$

Si nous désirons rester en liaison avec les résultats acquis par le Dr K. Z. Morgan, pour l'expression du « danger ou risque relatif », expression qui a l'avantage de donner des chiffres commodes, nous donnerons, pour expression du danger ou risque pour une radioactivité mise de r(mC) ;

$$H' = H.\frac{r(\text{mC})}{100(\text{mC})} \quad \text{ou}$$

$$\boxed{H' = \frac{10^{-4}}{M.P.I.\ (\text{mg})} . \frac{r\ (\text{mC})}{100\ (\text{mC})}} \quad \text{ou}$$

$$\boxed{H' = \frac{10^{-6}.r(\text{mC})}{\text{M.P.I.(mg)}}}$$

Nous concluons : 1° à la nécessité de caractériser le danger relatif par l'inverse de la M.P.I. (mg) *et le danger correspondant à une radioactivité émise par le quotient $r/M.P.I.$ (mg) ;*

2° à la nécessité de prendre des M.P.I. en mg (ou des M.P.I. en µC) *qui correspondent, non pas à la dose hebdomadaire de* 0,3 *rem/sem, mais à la dose de* 150 *rem en* 70 *ans (pour la durée d'une vie) ou* 20 *rem en* 70 *ans pour les gonades organes critiques.*

La prise maximum admissible correspondant à la durée d'une vie est la seule qui puisse donner une idée du danger. Ce ne sera surtout pas la M.P.I. correspondant à la dose hebdomadaire, puisqu'il a été maintes fois spécifié dans les publications de la Commission Internationale de Protection Radiologique (I. C. R. P.) que l'on pouvait momentanément augmenter dans une forte proportion, la dose hebdomadaire, si la dose moyenne sur une durée plus longue (13 semaines) était maintenue à 0,3 rem/sem.

Le classement par danger décroissant qui est (et ceci est reconnu depuis longtemps) inversement proportionnel aux M.P.I., doit être pris inversement proportionnel aux M.P.I. correspondant à la dose de 150 *rem en* 70 *ans (ou de* 20 *rem en* 70 *ans).*

Un argument essentiel :

Le classement par M.P.I. croissants correspondant à 150 rem en 70 ans doit, et c'est normal, avantager au point de vue du rang les radionuclides à longue demi-vie qui poursuivent durant longtemps leur œuvre destructrices. Et d'ailleurs les déterminations du Dr K. Z. Morgan, qui choisit la plus petite M.P.I., tiennent compte de ce fait d'une autre façon pour ^{239}Pu, ^{151}Sm, ^{226}Ra, $^{90}Sr + {}^{90}Y$ pour lesquels les M.P.I. correspondant à 150 rem en 70 ans sont les plus faibles.

Remarquons par surcroît que le calcul des M.P.I. pour la dose de 20 *rem en* 70 *ans dans le cas des gonades*

danger « H », et il se trouvera que, pour d'autres radionula M.P.I. la plus faible sera celle qui correspond à la dose de 20 rem en 70 ans.

L'intérêt des déterminations en milligrammes. — 1° *Une particule de masse très faible peut être véhiculée sous forme de poussière, même si sa densité est forte.* Remarquons le danger considérable des gaz chimiquement actifs et même des gaz nobles (ceci étant en relations avec les récentes réductions du taux de dose à 0,1 rem/semaine, décidée par l'I. C. R. P. pour les radionuclides pour lesquels le corps total est organe critique).

L'extrême faiblesse des M.P.I. en milligrammes correspondant aux doses annuelles ou mieux aux doses pour la durée d'une vie (*que nous avons mise en évidence* (1) *établit donc que le danger des poussières atomiques est considérable dans l'Industrie Nucléaire, indépendamment de la question particulière des pluies atomiques, dont le danger avait d'ailleurs été initialement très nettement majoré.*

2° *L'intérêt de ces déterminations est encore accru par l'étude indispensable des moyens d'absorption de ces poussières de masse inférieure à un cent millième de milligramme à l'aide de « masques ».*

Ce sont précisément ces déterminations parues au *Journal de Physique et le Radium* qui nous ont permis de conclure à l'amélioration possible des masques et filtres protecteurs contre les poussières radioactives. Note de M. Pierre Octave Robert, présentée par M. Francis Perrin (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. **246**, p. 2886-2889, séance du 19 mai 1958.)

Lettre reçue le 8 février 1958.

(1) *Le Journal de Physique et le Radium*, Physique Appliquée. « Les prises maximum (M.P.I.) en milligrammes et microcuries pour les radionuclides dangereux dans l'Industrie Nucléaire et pour une exposition unique », par Pierre Octave Robert, Professeur Agrégé de Physique, Supplément au n° 7, tome **18**, Décembre 1957, page 154 A.

MÉTHODE DE PRÉPARATION RAPIDE DE COUCHES MINCES D'HALOGÉNURES MÉTALLIQUES

Par Guy Perny,

École Supérieure de Chimie, Mulhouse.
Institut de Physique, Strasbourg.

La spectroscopie du corps solide nécessite l'emploi de couches cristallines très minces, homogènes, transparentes et de dimensions suffisamment grandes. La sublimation ne donne pas toujours des résultats satisfaisants, souvent même elle n'est pas applicable.

La méthode que nous avons mise au point permet de remplir les conditions précédentes et de préparer des couches minces en quelques secondes ou minutes, selon le composé. Elle consiste à évaporer le métal dans une enceinte préalablement vidée d'air et contenant le gaz halogène sous une pression déterminée (1).

(1) La pulvérisation cathodique de métaux en présence de vapeurs d'halogènes a déjà été utilisée par Mey, *Thèse*, Leipzig, 1906.

Cette pression est variable avec la substance à préparer.

Les couches minces d'halogénures métalliques sont recueillies sur des lamelles de verre fixées sur un support chauffable placé au-dessus du creuset d'évaporation (*fig.* 1). La distance creuset-support est réglable.

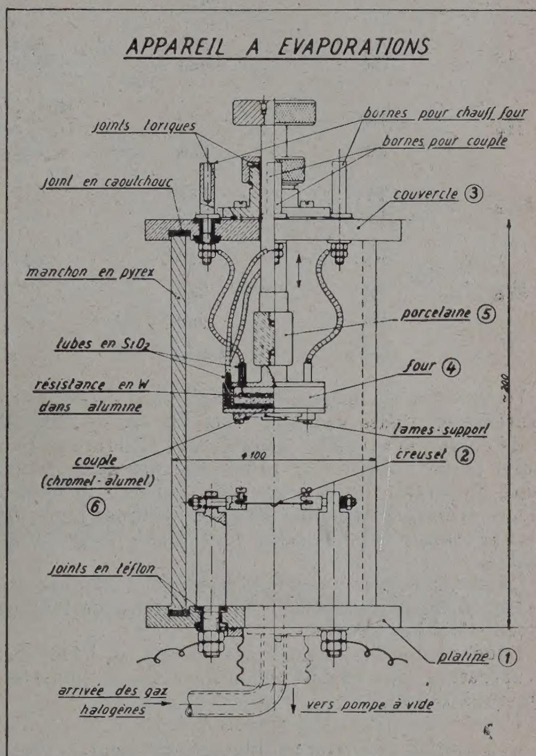


Fig. 1.

Les lamelles de verre peuvent être remplacées par d'autres supports dans des études particulières comme par exemple : préparation de couches sans support, épitaxies, spectroscopies infra-rouge et ultra-violette, étude de phénomènes d'adsorption, traitements thermiques.

Un contrôle rigoureux des conditions d'expériences *peut* conduire à la reproductibilité des couches du point de vue de leurs propriétés physiques et chimiques. L'incorporation à l'appareil d'un dispositif tournant, genre disque de Talbot, peut permettre d'obtenir des couches dont les épaisseurs croissent dans des rapports donnés.

Nous donnons, ci-après, nos *résultats préliminaires* sur les possibilités de *principe* de la méthode. Les expériences ont été effectuées dans les conditions suivantes : vide préliminaire de 10^{-4} mm Hg, tension de vapeur de l'iode ~ 0,5 m/m Hg, distance creuset-lames de verre 3 cm, support de lames à la température ambiante. Le tableau p. 120. donne les *ordres de grandeur* des températures auxquelles il faut évaporer les différents métaux, afin d'obtenir des couches d'halogénures métalliques utilisables en spectroscopie.

va amener d'autres modifications dans l'évaluation du

TABLEAU

Métaux			Iodures		Couches minces	
Groupe	Élément	Température de fusion (°C)	Composé	Température de fusion (°C)	Température du métal (°C)	Formation
I_B	Ag	961	AgI	552	1 030	rapide
	Cu	1 083	CuI	605	1 180	lente
II_B	Hg	— 39	HgI_2 jaune	259	200	lente
			HgI_2 rouge		280	rapide
	Zn	420	ZnI_2	446	700	très lente
III_B	Tl	302	TlI	440	420	lente
	In	157	InI	351	430	rapide
IV_B	Pb	327	PbI_2	402	450	rapide
	Sn	232	SnI_2	320	1 260	lente
			SnI_4	143	740	très lente
	Ge	958	GeI_4	144	1 030	rapide

Dans le cas du mercure, il s'agit sans doute d'une synthèse en phase gazeuse. Dans les cas de l'argent et du cuivre, la synthèse est probable. L'iodure mercurique jaune s'obtient de préférence par évaporation lente du métal. Ces couches sont stables à la température ordinaire au moins pendant quelques jours. La variété rouge est produite lors d'une évaporation rapide.

L'indium évaporé à 310 °C conduit à l'iodure trivalent déliquescent. A 430° C, on obtient de l'iodure monovalent brun-rouge.

L'iodure d'étain monoclinique rouge se forme par évaporation très rapide. L'iodure cubique jaune est obtenu à 740 °C.

Une évaporation du germanium à 1 030 °C conduit à la formation de l'iodure cubique tétravalent. L'observation microscopique montre que les couches contiennent également des micro-cristaux hexagonaux GeI^2 orientés parallèlement à l'axe.

Les résultats relatifs aux iodures peuvent être étendus aisément aux autres halogénures. Les déplacements des halogènes par leurs homologues à affinités électroniques supérieures ont été vérifiés dans les cas de l'argent où l'on passe facilement de AgI à AgBr, et AgCl.

La méthode en question nous a permis de préparer diverses variétés polymorphiques de l'iodure d'argent en préchauffant le support à des températures déterminées choisies dans le diagramme d'équilibre de la substance (2).

On peut espérer que le procédé décrit dans cette note permettra de développer les études relatives aux propriétés des cristaux en couches minces, propriétés souvent différentes de celles des cristaux à l'état massif, notamment en ce qui concerne la stabilité des états allotropiques.

Lettre recue le 19 mai 1958.

(2) Perny (G.), *Thèse*, Strasbourg, 1957.

Le Gérant : Maurice Blondin. — Dépôt légal : 3e trimestre 1958. — Imp. Taffin-Lefort, à Lille (France).